



Spectroscopie gamma des noyaux ^{84}Se , ^{86}Se , ^{83}As et ^{98}Y

Floriane Drouet

► To cite this version:

Floriane Drouet. Spectroscopie gamma des noyaux ^{84}Se , ^{86}Se , ^{83}As et ^{98}Y . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENI041 . tel-01299583

HAL Id: tel-01299583

<https://theses.hal.science/tel-01299583>

Submitted on 7 Apr 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides - Procédés - Énergétique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Floriane DROUET

Thèse dirigée par **Gabriela THIAMOVA**

et co-encadrée par **Gary SIMPSON**

préparée au sein **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble**

et de **École Doctorale d'Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Énergétique, Environnement, Procédés, Production**

Spectroscopie γ des noyaux $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As et ^{98}Y .

Thèse soutenue publiquement le **10 septembre 2014**,
devant le jury composé de :

Mr, Jean-Claude Angélique

Professeur, ENSICAEN, Président

Mr, Olivier Stezowski

Chargé de recherche, IPNL, Rapporteur

Mr, Jean-Michel Daugas

Chercheur, CEA DAM/DIF, Rapporteur

Mr, Philippe Dessagne

Directeur de recherche, IPHC, Examineur

Mr, Mourad Ramdhane

Professeur, LPSC, Examineur

Mme, Gabriela Thiamova

Maître de conférence, LPSC - Université de Grenoble, Directeur de thèse

Mr, Gary Simpson

Senior researcher, UWS, Ecosse, Co-encadrant de thèse, Invité



Remerciements

Trois années sont passées ... trois années de belles rencontres, de bons et de mauvais moments ... mais trois années inoubliables ! Ces trois années m'ont permis d'acquérir une véritable maturité, un bagage scientifique et une détermination à toute épreuve, et cela grâce à de nombreuses personnes que je vais essayer de remercier sans en oublier.

Mes premiers remerciements s'adressent à l'ensemble des membres de mon jury de thèse qui ont accepté d'évaluer mon travail de doctorat et de me donner des conseils avisés. Merci à Olivier Stezowski et à Jean-Michel Daugas, rapporteurs de ce manuscrit, pour tout le temps que vous m'avez consacré, pour vos questions et remarques pertinentes qui ont permis d'améliorer mon manuscrit. Merci à Philippe Dessagne et Mourad Ramdhane d'avoir examiné mon travail avec attention et pour vos remarques judicieuses. Merci à Jean-Claude Angélique pour avoir accepté de présider ce jury ainsi que pour les différents échanges que nous avons eu pendant, et après la soutenance.

Je tiens à remercier également mes deux directeurs de thèse : Gabriela Thiamova et Gary Simpson, avec lesquels j'ai énormément appris au cours de ces trois années, et qui m'ont donné la chance de réaliser ce doctorat. Merci de m'avoir permis d'effectuer autant d'expériences si enrichissantes et pour toute l'aide que vous m'avez fourni. Cette thèse a été réalisée dans le groupe de Structure Nucléaire du LPSC, groupe auquel vont également mes remerciements, merci à tous.

Je souhaite également souligner l'importante contribution de Guillaume Gey et Aurélie Vancraeynest à la réalisation dans de bonnes conditions de mon doctorat. Merci à vous deux pour tout ce que vous avez fait, merci pour ce que vous m'avez apporté lors de mes études scientifiques et aussi pour toutes les discussions et échanges verbaux qui ont traversés notre très cher bureau. Merci Aurélie pour tout ce que tu as fait pour moi, la rédaction de ma thèse s'est bien passée en grande partie grâce à toi, tes conseils éclairés et tes critiques constructives. Merci Guillaume pour les nombreuses questions auxquelles tu as répondu avec pédagogie et aux nombreuses répétitions de soutenance. Je vous dois beaucoup, et j'ai réellement apprécié travailler avec vous durant ces trois années, en espérant vous revoir très vite.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel des différents laboratoires dans lesquelles j'ai réalisé de nombreuses expériences, comme l'ILL. Je souhaite remercier l'ensemble du personnel du LPSC avec qui j'ai pu collaboré ou échangé durant ces trois années. Merci au personnel technique et administratif pour votre aide très importante. Je tiens particulièrement à remercier le service informatique du laboratoire pour sa réactivité et sa grande gentillesse. Merci Joseph pour cette belle initiation de plongée et surtout d'avoir tenu le choc de ma soutenance de thèse et des questions ! Merci aux deux directeurs du

LPSC qui se sont succédés pendant ma thèse pour m'avoir permis d'effectuer toutes mes missions, conférences et évènements. En particulier Arnaud Lucotte pour ces échanges passionnants.

Je souhaite aussi remercier les enseignants-chercheurs avec qui j'ai eu l'occasion de travailler durant mes heures d'enseignements. Un remerciement tout particulier à Elsa Merle-Lucotte pour m'avoir accepté en master d'énergétique nucléaire et d'avoir continué à me suivre, m'aider et m'encourager. Merci à Christophe Sage et Grégoire Kessedjian pour votre aide et votre soutien.

Je remercie également l'ensemble des doctorants et post-doctorants pour ces pauses, petits déjeuner que l'on a partagé, merci aux différents stagiaires que j'ai pu croiser. Un merci tout particulier à Robin pour m'avoir supporté pendant les mois difficiles de rédaction et de préparation de soutenance, et pour ces belles parties de ping-pong qui me manqueront ! Un "big up" particulier à Florent, merci pour ces pauses instructives, décalées et indispensables pour réaliser une bonne thèse ! Je te remercie aussi pour toute l'aide que tu nous a apporté aux enseignants et moi même sur la plateforme TP.

Tout au long de ces années j'ai aussi pu compter sur mes amis pour m'aider et m'encourager. Merci à Clément, Sophie et Jérôme pour ces beaux moments passés ensemble comme ces "sauts de la mort de 7m". Merci à l'ensemble des Col'inniens pour toutes ces belles soirées jeux, ne vous inquiétez pas, je ne suis pas radioactive ! Merci à Lisa, heureuse de t'avoir retrouvée pour partager ma dernière ligne droite, merci pour ce que tu es et ce que tu donnes aux gens, ça vaut tout l'or du monde ! Un remerciement tout particulier à Laura, mon binôme de thèse, avec qui j'ai énormément partagé durant ces dernières années, je suis très heureuse que tout se termine bien pour nous deux, une nouvelle vie s'offre à nous, profitons-en ensemble !

Je souhaite remercier chaleureusement ma famille. Merci à ma tata mimie d'être venue à ma soutenance et d'avoir toujours été là pour moi. Merci à ma sœur Catherine, Léïa et Laurent pour tout ce que vous êtes et ce que vous faites pour moi ! Une énorme pensée à mes parents, sans qui rien n'aurait été possible, merci pour l'éducation et les valeurs que vous m'avez inculqués, merci pour votre aide de tous instants, c'est en grande partie grâce à vous que je suis allé au bout de mon cursus universitaire et que j'ai grandi dans de bonnes conditions, donc merci !

Enfin, je terminerai par toi Damien, je n'est pas de mots pour caractériser tout ce que tu as fait pour moi, mais je tenais à te remercier pour tout et bien plus. Merci pour ta patience, tes encouragements, ton ouverture d'esprit et ta capacité à ouvrir ceux des autres et à être la personne la plus tolérante que je connaisse. Tous les mots existants ne suffiront pas, je pourrais en inventer un mais il finirait sur le frigo, alors juste merci infiniment !

Table des matières

Introduction	1
1 Introduction à la physique nucléaire	5
1.1 Historique de la physique nucléaire	6
1.1.1 La physique atomique	6
1.1.2 Découverte de la radioactivité naturelle	7
1.1.3 La mécanique quantique	7
1.1.4 La structure nucléaire	9
1.2 Etude de la carte des noyaux	10
1.3 Modèles de physique nucléaire	11
1.3.1 Modèle de la goutte-liquide	12
1.3.1.1 Description du modèle	12
1.3.1.2 Prédictions des lignes d'émission spontanée	15
1.3.1.3 Réaction de fission	17
1.3.2 Modèle en couches	17
1.3.2.1 Niveaux excités des noyaux	19
1.3.2.2 Modèle en couches et nombre magiques sphériques	19
1.3.2.3 Description du modèle	20
1.3.3 Déformation dans les noyaux	22
1.3.3.1 Description générale	22
1.3.3.2 Différents types de déformations	24
1.3.3.3 Le modèle de Nilsson	27
1.4 Conclusion du chapitre	30
2 Descriptif expérimental et techniques d'analyse	33
2.1 Dispositif expérimental	34
2.1.1 Le but de l'expérience et la réaction utilisée	34
2.1.2 Principe de détection des photons	35
2.1.2.1 Interaction photon-matière	35
2.1.2.2 Principe des détecteurs germanium	38
2.1.2.3 Le spectromètre JUROGAM II	40
2.2 Techniques de mises en forme des évènements	43
2.2.1 Tri des détecteurs	43
2.2.2 Relecture des données	44
2.2.2.1 Algorithmes de sommation pour les clovers	44

2.2.2.2	Construction des cubes	45
2.2.3	Outil d'analyse de cubes : Radware	46
2.3	Cas du couple de fragment de fission Ba/Rb	50
2.3.1	Détermination des fragments de fission complémentaires majoritaires	51
2.3.2	Conditions mises en place pour l'étude des noyaux de rubidium	51
2.3.3	Corrélation en masse	53
2.3.3.1	Corrections à appliquer	54
2.3.3.2	Droite de corrélation en masse	57
2.4	Conclusion du chapitre	59
3	Etude des noyaux proches de la fermeture de couche sphérique $N = 50$	61
3.1	Motivations de l'étude de cette région	62
3.2	Etat de l'art des noyaux : $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As	63
3.2.1	Evolution du gap de la couche $N = 50$	66
3.2.1.1	Stabilité de ce gap dans le noyau ^{84}Se	66
3.2.1.2	Diminution possible de l'énergie d'excitation cœur neutron pour la couche magique $N = 50$	67
3.2.1.3	Comparaison de différents calculs de modèle en couches pour le ^{84}Se	69
3.2.1.4	Conclusion de l'état de l'art du ^{84}Se	70
3.2.2	Identification des états excités dans le noyau ^{86}Se	72
3.2.3	Structure du noyau ^{83}As	74
3.2.3.1	Noyau ^{83}As produit par réaction de fusion-fission	74
3.2.3.2	Noyau ^{83}As produit par réaction de transfert multi-nucléon	74
3.3	Résultats expérimentaux	76
3.3.1	Schémas de niveaux ^{84}Se	76
3.3.2	Schémas de niveaux ^{86}Se	81
3.3.3	Schémas de niveaux ^{83}As	84
3.3.4	Rappels concernant les intensités relatives	88
3.3.5	Procédure et résultats des intensités relatives	90
3.4	Conclusion du chapitre	93
4	Discussion sur les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 50$	95
4.1	Discussion et interprétations	96
4.1.1	Corrélations angulaires	96
4.1.1.1	Quelques notions théoriques sur les corrélations angulaires	96
4.1.1.2	Détermination des corrélations angulaires expérimentales	98
4.1.1.3	Cas du noyau ^{84}Se	99
4.1.2	Modèle en couches - Interaction résiduelle	102

4.1.3	Résultats calculs théoriques et études systématiques	104
4.1.3.1	Codes et interactions utilisés	104
4.1.3.2	Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{84}Se	105
4.1.3.3	Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{86}Se	108
4.1.3.4	Calculs théoriques pour le noyau ^{83}As	113
4.2	EXILL (EXOGAM @ ILL)	115
4.2.1	Motivations de cette expérience	115
4.2.2	Descriptif du dispositif expérimental	115
4.2.3	Conclusion et perspectives	116
4.3	Conclusion du chapitre	117
5	Etude de la coexistence de forme dans le noyau ^{98}Y	121
5.1	Etat de l'art	122
5.1.1	Rappels sur la coexistence de forme dans ce noyau	122
5.1.2	Etats isomériques	125
5.1.3	Etats déformés du noyau ^{98}Y	125
5.2	Analyse de ce noyau	129
5.2.1	Détermination des fragments de fission complémentaires	131
5.2.2	Nouveau schéma de désexcitation	133
5.2.3	Intensités relatives	134
5.3	Discussion et interprétations	137
5.3.1	Modèle GICM	137
5.3.2	Résultats calculs de modèle GICM	140
5.3.3	Modèle QPRM	142
5.3.4	Résultats calculs théoriques QPRM	144
5.3.5	Etats oblates et l'isomère 10^-	147
5.4	Conclusion du chapitre	150
	Conclusion et perspectives	153
	Annexes	157
	Liste de figures	167
	Liste des tables	177
	Bibliographie	179

Introduction

Les origines de la physique nucléaire sont basées sur la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel et l'hypothèse de l'existence du noyau en 1911. Les études expérimentales et théoriques de physique nucléaire ont joué un rôle important dans le développement de la physique au XX^{eme} siècle. Une chronologie de ces événements, ainsi que ceux ayant permis ces constatations, sera présentée dans le chapitre 1 de ce manuscrit. Ce premier chapitre correspond donc à une introduction à la physique nucléaire et plus particulièrement à la structure nucléaire. Il posera les bases de la physique nucléaire en retraçant son historique, des philosophes grecs aux découvertes des réactions nucléaires. Puis, il décrira les différents noyaux connus à ce jour, stables ou instables, en présentant un outil majeur de la structure nucléaire, la carte des noyaux. Enfin, une description des principaux modèles théoriques utilisés dans ce domaine et reproduisant le comportement des noyaux sphériques et déformés, sera effectuée.

Les expériences réalisées en laboratoire permettent de comprendre une incroyable variété de problèmes, de l'interaction des quarks (les particules fondamentales dont la matière est composée), au processus qui s'est produit au cours de l'évolution précoce de l'univers, juste après le Big Bang. Quelques uns des principaux problèmes fondamentaux de la physique nucléaire, telle que la nature exacte des forces inter-nucléon, sont encore non résolus. Récemment, beaucoup de progrès ont été effectués vers la compréhension des forces basiques entre les quarks, qui sont les constituants élémentaires des noyaux, mais ces efforts n'ont jusqu'à présent, pas contribué à la clarification des propriétés nucléaires. Les données nucléaires sont assez nombreuses pour les noyaux se situant proches de la vallée de la stabilité mais sont peu nombreuses pour les noyaux plus exotiques s'éloignant de cette vallée étant donné la difficulté de leur production. Dans ce cadre, une expérience a été proposée par G. Simpson *et al.* en 2010 [Sim10], afin d'étudier la structure des noyaux riches en neutrons des régions $A = 115 - 130$ et $A = 80 - 90$, via spectroscopie des raies γ promptes. Une réaction de fission induite par protons sur une cible épaisse ^{238}U a été proposée, en utilisant le dispositif expérimental JUROGAM II à Jyväskylä en Finlande. Ce dispositif expérimental, ainsi que la procédure d'analyse des données issues de cette expérience, sont présentés dans le chapitre 2 de ce manuscrit.

Ce second chapitre concerne donc le dispositif expérimental et les techniques d'analyse utilisés dans cette étude. Il décrit le but de l'expérience réalisée au laboratoire finlandais JYFL ainsi que les différents outils de détection utilisés. Puis, les techniques de mises en forme des événements collectés sont exposées. Enfin, la procédure à suivre concernant l'analyse des noyaux produits par cette réaction, est indiquée en prenant pour exemple

un couple de fragment de fission, le rubidium et le baryum, produits en nombre par cette réaction.

Une des questions à laquelle cette étude veut apporter des informations, concerne le noyau ^{78}Ni afin de savoir s'il peut être considéré comme doublement magique et s'il est adapté, ou non, à être utilisé comme un cœur fermé dans les calculs de modèle en couches. L'évolution du gap de la couche $N = 50$ entre $Z = 28$ et $Z = 38$ est un élément qui pourrait permettre de caractériser ce noyau. Actuellement, les études expérimentales des états excités de ce noyau, ou de ces voisins immédiats, ne sont pas encore possibles. Une possibilité pour tester les interactions et les énergies effectives à une particule utilisées dans les calculs de modèle en couches, est d'étudier les masses autour de $A = 80$ et proches de la couche fermée en neutrons $N = 50$. Différentes études ont été effectuées afin de caractériser plus particulièrement le gap de la couche $N = 50$ et d'ainsi obtenir des informations sur la magie de ce noyau. Par exemple, dans l'étude de T. Rzaca-Urban *et al.* [RU07], l'étude des états excités dans le noyau ^{82}Ge , donc se situant dans la couche $N = 50$, a permis de montrer un affaiblissement de la fermeture de cette couche quand on s'approche du noyau ^{78}Ni en comparant leurs résultats aux états excités du noyau ^{84}Se connus. L'étude réalisée par J. Hakala *et al.* [Hak08] a elle aussi permis de comparer les résultats expérimentaux des noyaux de cette région avec les différents modèles théoriques, et ainsi montrer un affaiblissement du gap de cette couche vers le germanium. Améliorer les connaissances sur les noyaux se situant dans cette couche peut donc apporter des éléments permettant de caractériser son comportement. C'est pour cette raison que l'analyse et l'interprétation des résultats concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As seront présentées dans les chapitres 3 et 4 de ce manuscrit. Etant donné que deux de ces noyaux sont situés dans la couche $N = 50$, améliorer la connaissance des états excités expérimentaux pourrait permettre une interprétation de l'évolution du gap de cette couche.

Dans le troisième chapitre, les motivations de l'étude de la région du noyau ^{78}Ni sont présentées. Puis, un état de l'art de celles-ci, concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As , est effectué, enfin l'analyse et les résultats de la réaction décrite dans le chapitre précédent sont exposés. L'interprétation des résultats concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As et les perspectives de ce type d'étude sont présentés dans le quatrième chapitre, précédée d'une description des interactions résiduelles utilisées dans les codes de calculs de modèle en couches.

Enfin, un autre point abordé dans ce manuscrit concerne le noyau ^{98}Y . Ce noyau possède une variété de forme nucléaire : aplatie, allongée ou sphérique. Ce phénomène de coexistence de formes à basse énergie fait du noyau ^{98}Y un sujet idéal pour l'étude de la déformation. L'analyse de ce noyau est réellement un défi pour la plupart des modèles

théoriques, les différentes études réalisées sur celui-ci et celle réalisée dans cette étude sont présentées dans le chapitre 5 de ce manuscrit. Ce dernier chapitre est donc consacré à l'analyse du noyau ^{98}Y ainsi qu'à son interprétation. Cette partie expose l'état de l'art des connaissances théoriques et expérimentales de celui-ci ainsi que son analyse. Puis, une présentation des modèles collectifs utilisés et leurs résultats sont présentés. Enfin, une étude de la coexistence de forme existant dans le noyau ^{98}Y est effectuée.

Les études de structure nucléaire sont donc très riches, variées, et permettent d'étendre nos connaissances sur les données nucléaires et sur les modèles. Trois arguments sont particulièrement importants : la nature des forces nucléaires, les effets du principe de Pauli ou bien encore la compréhension du mélange entre deux états. Des effets sur les énergies et les fonctions d'ondes peuvent être observés, quand deux états nucléaires se mélangent à cause d'une interaction résiduelle.

Introduction à la physique nucléaire

Dans ce premier chapitre, la physique nucléaire est présentée sous la forme d'un historique retraçant les grandes étapes de son existence et plus particulièrement, l'étude de la structure nucléaire. Ce chapitre va présenter l'étude de la carte des noyaux, les modèles de physique nucléaire, tels que le modèle de la goutte-liquide, le modèle en couches, mais aussi les déformations dans les noyaux. Enfin, nous concluons, en présentant l'intérêt de l'étude de certains noyaux pour l'amélioration des connaissances en structure nucléaire.

Sommaire

1.1	Historique de la physique nucléaire	6
1.1.1	La physique atomique	6
1.1.2	Découverte de la radioactivité naturelle	7
1.1.3	La mécanique quantique	7
1.1.4	La structure nucléaire	9
1.2	Etude de la carte des noyaux	10
1.3	Modèles de physique nucléaire	11
1.3.1	Modèle de la goutte-liquide	12
1.3.1.1	Description du modèle	12
1.3.1.2	Prédictions des lignes d'émission spontanée	15
1.3.1.3	Réaction de fission	17
1.3.2	Modèle en couches	17
1.3.2.1	Niveaux excités des noyaux	19
1.3.2.2	Modèle en couches et nombre magiques sphériques	19
1.3.2.3	Description du modèle	20
1.3.3	Déformation dans les noyaux	22
1.3.3.1	Description générale	22
1.3.3.2	Différents types de déformations	24
1.3.3.3	Le modèle de Nilsson	27
1.4	Conclusion du chapitre	30

1.1 Historique de la physique nucléaire

La physique nucléaire trouve son origine dans l'antiquité. Des philosophes grecs ont amené la première notion d'atome comme composant de la matière. Malgré cette considération précoce de la physique atomique, de nombreux siècles ont été nécessaires avant d'obtenir des explications et des avancées notables dans ce domaine. Dans cette partie l'historique de ces découvertes va être exposé non exhaustivement.

1.1.1 La physique atomique

Tout commence par l'avènement de la physique atomique, les physiciens-philosophes grecs tel qu'Archimède, Thalès de Milet ou encore Erasthostène se sont intéressés à la matière et à ses phénomènes, ils ont ainsi fait évoluer notre compréhension de l'univers. D'ailleurs le mot "atome" vient du grec "atomos" signifiant "indivisible". Un autre physicien-philosophe de l'époque, Démocrite (–460 - –370) a supposé que la matière était constituée de particules séparées par du vide, ces particules ont alors été considérées comme "indivisibles" ou insécables et comme étant les plus petits éléments constituant la matière.

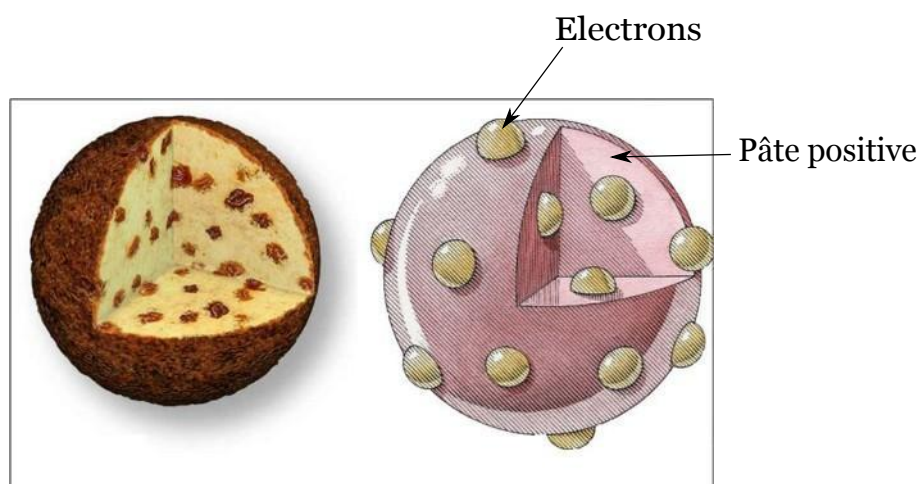


FIGURE 1.1: Illustration du modèle atomique de J.J. Thomson appelé modèle "plum pudding" étant donné que la pâte positive peut être comparée à de la mie de pain, et que les raisins sont repartis à l'intérieur du pain comme les électrons.

Il faudra attendre de nombreux siècles afin d'obtenir de nouveaux résultats amenant à l'évolution de la physique atomique. En 1808, J. Dalton, chimiste et physicien britannique (1766 – 1844) mis en place son modèle à partir d'expérimentations scientifiques et le publia. Il se basa sur plusieurs observations réalisées par différents scientifiques pour

construire ce modèle. Aujourd'hui, celui-ci est appelé "théorie atomique" et son postulat était que les atomes pouvaient être considérés comme des boules de billard trop petites pour être vues à l'œil nu et impossible à briser.

Puis, Joseph James Thomson, physicien britannique (1856 – 1960) a fait la découverte d'une petite particule, appelée "électron" en 1897, qui l'amena à modifier le modèle de J. Dalton. Cette découverte a été possible grâce à l'observation d'un rayon cathodique ("lumière") dans des tubes de verre sous vide. J. J. Thomson conclut alors que l'atome n'est pas indivisible, mais qu'il est possible d'arracher des électrons à l'atome. Pour que celui-ci soit neutre, il émet l'hypothèse qu'il se comporte comme une pâte positive à l'intérieur de laquelle on retrouve des petits grains négatifs. Dans l'atome neutre, la pâte est autant positive qu'il y a d'électrons négatifs. Son modèle est appelé "plum pudding" étant donné que la pâte positive peut être comparée à de la mie de pain, et que les raisins sont repartis à l'intérieur du pain comme les électrons [Tho04] [Tho06]. Cette comparaison est illustrée dans la figure 1.1.

1.1.2 Découverte de la radioactivité naturelle

A l'université de Würzburg en Allemagne, W. Röntgen (1845 – 1923) découvre un mystérieux rayonnement émis par un tube de Crookes (un ancêtre de nos tubes cathodiques) qu'il utilise pour étudier les propriétés de faisceaux d'électrons. Ces "rayons X", baptisés ainsi par W. Röntgen, ont le pouvoir de traverser un papier opaque enveloppant le tube de Crookes et font scintiller un écran fluorescent situé sur une table voisine. Par la suite, H. Becquerel (1852 – 1908) s'intéresse à la découverte de W. Röntgen et décide de faire des recherches sur les liens entre rayons X et fluorescence à l'aide d'une préparation de sel phosphorescent d'uranium. Grâce aux différents aléas de la météo, H. Becquerel vient de découvrir la radioactivité, c'est à dire l'émission spontanée de radiation par un matériau [Bec97].

Pierre (1859 – 1906) et Marie (1867 – 1934) Curie se lancent alors sur les traces des "rayons U" de H. Becquerel. Travaillant sur la pechblende (un minerai d'uranium), ils découvrent qu'il est bien plus radioactif que l'uranium pur dont ils disposent [Cur98]. De cette observation, ils déduisent que la pechblende doit contenir une source inconnue de radioactivité. En juillet 1898, ils découvrent le polonium, puis en décembre le radium, deux millions de fois plus radioactif que l'uranium. Ces recherches leur vaudront de partager le prix Nobel de physique en 1903 avec H. Becquerel.

1.1.3 La mécanique quantique

Dans le domaine de la mécanique quantique, Ernest Rutherford (1871 – 1937), physicien néo-zélandais, conduira à d'extraordinaires découvertes en physique nucléaire. Lors

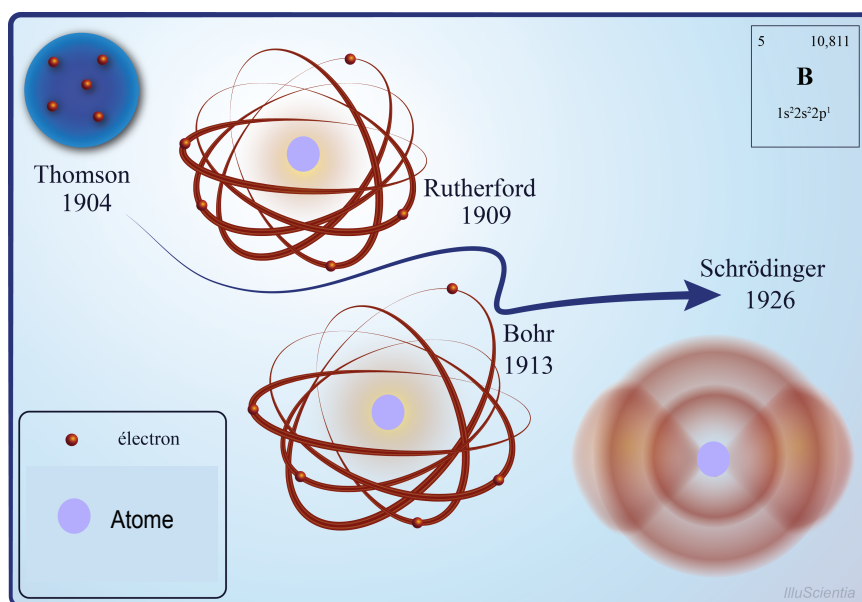


FIGURE 1.2: Représentation schématique des premiers modèles atomiques conceptualisés par J.J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr et E. Schrödinger [III].

d'une expérience réalisée à l'université de Manchester, il fit une découverte majeure qui mena à modifier les modèles précédents : l'atome est en majorité vide avec un petit cœur dense au milieu [Rut11]. Une fois cette découverte dévoilée, de nombreux scientifiques, dont E. Rutherford se sont intéressés à ces phénomènes et cela a permis de confirmer que l'on pouvait séparer les radiations en trois catégories différentes : le rayon alpha, le rayon bêta et le rayon gamma. Suite à ces observations, l'atome est considéré comme un grand espace vide à plus de 99%, à l'intérieur duquel on trouve un noyau très dense et positif. Selon E. Rutherford, les électrons découverts par J. J. Thomson gravitent autour de ce noyau, similairement aux planètes autour du soleil.

Par la suite, Neils Bohr, physicien danois (1885 – 1962), élève de E. Rutherford, apporta une légère modification au modèle précédent [Boh13]. Ce modèle atomique simplifié de Rutherford-Bohr regroupe les observations faites par les scientifiques qui datent jusqu'à 19 ans après la modification que N. Bohr apporta au modèle de E. Rutherford. Celui-ci représente l'atome comme étant un espace presque vide où l'on retrouve au centre, un noyau très dense et très dur contenant les protons et les neutrons. Les électrons circulent autour de l'atome dans des endroits prédéterminés, appelés niveaux énergétiques ou couches électroniques. Toujours selon ce modèle, il peut y avoir plus d'un électron voyageant dans les niveaux énergétiques et le nombre maximal d'électrons par niveau énergétique augmente au fur et à mesure qu'on s'éloigne du noyau. De plus, il y a autant de protons que d'électrons dans un atome neutre et comme un atome peut perdre des

électrons, l'atome demeure une unité divisible.

Une représentation schématique des premiers modèles atomiques est présentée dans la figure 1.2. Sur cette figure sont représentées les conceptualisations de l'atome de quatre physiciens chronologiquement : J.J. Thomson en 1904, E. Rutherford en 1909, N. Bohr en 1913 et E. Schrödinger en 1926.

Suite aux études de E. Rutherford et N. Bohr, Sir James Chadwick (1891 – 1974), physicien britannique, remarqua une radiation inconnue qui éjecte des protons du noyau. Cette constatation a été effectuée lors d'une expérience en 1932 consistant à bombarder du béryllium avec des particules α . J. Chadwick en conclut que ces radiations étaient composées de particules de masse approximativement égale à celle du proton mais sans charge électrique, les neutrons [Cha32]. Cependant un doute subsiste sur la nature de cette particule, s'agit-il d'un mélange de protons et d'électrons, ou d'une nouvelle particule élémentaire ? Werner Heisenberg sera le premier par la suite, à affirmer que le noyau est composé de protons et de neutrons [Hei32].

Suite à ces différentes découvertes, de nouvelles études par réactions nucléaires ont été effectuées et ont amené à étudier des noyaux dits "radioactifs", c'est-à-dire non présents naturellement sur terre, et instables. Ces études ont été menées par de nombreux physiciens de l'époque, mais plus particulièrement par Irène et Frédéric Joliot-Curie. C'est eux qui ont isolés les premiers noyaux radioactifs en 1934 et qui sont à l'origine de la radiochimie [JC34a] [JC34b]. La découverte de la radioactivité artificielle ouvre alors la porte à la création contrôlée de noyaux radioactifs.

En 1938, des physiciens allemands découvrent que l'élément uranium est fissile. Peu après, F. Joliot et ses collaborateurs mettent en évidence la production de neutrons lors de la fission de l'uranium. Ils démontrent également la possibilité d'une réaction en chaîne susceptible de fournir une quantité considérable d'énergie.

1.1.4 La structure nucléaire

Cet historique non exhaustif permet d'exposer les principales étapes scientifiques qui ont mené à la conceptualisation du noyau atomique et à son étude. A présent que ces étapes ont été présentées, l'étude de la structure interne du noyau atomique va être décrite.

Depuis cette conceptualisation, de nombreux phénomènes sont étudiés comme, les réactions nucléaires, l'étude de la matière nucléaire ou bien encore la structure interne du noyau. Les études de structure nucléaire se réalisent sur deux plans en parallèle. D'un côté, l'étude des nouvelles données expérimentales qui permettent d'améliorer les connaissances sur les noyaux répertoriés dans la carte des nucléides, de l'autre, l'amélioration des différents modèles de physique nucléaire qui cherchent à conceptualiser la structure

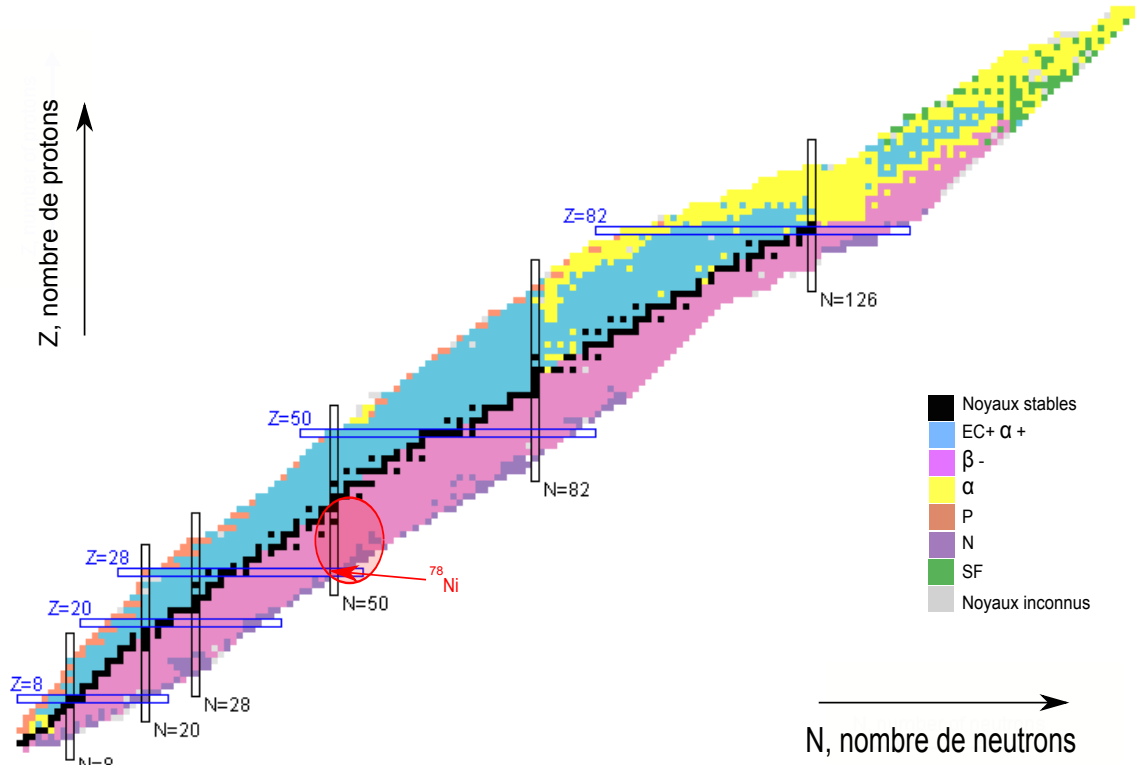


FIGURE 1.3: Carte des noyaux connus stables et instables classés en fonction de leur nombre de protons Z et de leur nombre de neutrons N . Les noyaux sont représentés en fonction de leur mode de décroissance principale selon le code couleur. Les différentes couches magiques dont l'explication est donnée dans le paragraphe 1.3.2, sont représentées par des rectangles indexés avec leur nombre de neutrons et protons correspondant. Quelques noyaux inconnus à l'heure actuelle sont signalés par des carrés gris (d'après [NuD]). La zone d'étude de ce manuscrit est entourée en rouge, et le noyau ^{78}Ni est lui aussi indiqué.

nucléaire. Une explication de trois de ces modèles est présentée dans le paragraphe 1.3.

1.2 Etude de la carte des noyaux

L'apparition des noyaux et leur abondance dans la nature révèlent d'importants aspects de la structure nucléaire. Les noyaux stables et instables donc radioactifs, connus, sont présentés, selon leur nombre de protons Z et leur nombre de neutrons N dans la figure 1.3. Cette représentation porte le nom de "carte des noyaux".

La ligne noire formée par les noyaux stables correspond à ce que l'on appelle la vallée

de la stabilité. Ces noyaux se regroupent le long d'une ligne $N = Z$, mais au fur et à mesure que la masse du noyau augmente, il y a une déviation vers les N plus grands que Z . Ce phénomène peut s'expliquer par la répulsion coulombienne existant entre les protons qui défavorise la stabilité des noyaux avec un grand nombre de protons. Ainsi la nature privilégie un excès de neutrons pour stabiliser le noyau lourd. Les autres noyaux, instables, ont été produits à l'aide de réactions nucléaires. Sur cette carte des noyaux, les différentes couches magiques, expliquées dans le paragraphe 1.3.2, sont illustrées par des rectangles indexés avec leur nombre de neutrons et protons correspondant. Les noyaux sont représentés en utilisant un code de couleur selon leur mode de décroissance. Il est également possible d'obtenir une représentation similaire en fonction d'autres types d'informations. La carte des noyaux peut représenter par exemple, les sections efficaces de capture, les coefficients de réaction etc. Dans la carte représentée ici, les noyaux qui ont été étudiés et qui sont présentés dans ce manuscrit sont situés dans le cercle rouge.

Cette carte des noyaux est donc un outil très intéressant en structure nucléaire, car elle permet de connaître et d'obtenir rapidement une représentation des noyaux en fonction de différents paramètres libres, mais aussi de collecter des informations pouvant aider à l'étude de ceux-ci. De plus, sur le site du "National Nuclear Data Center" [NND], celle-ci est interactive, et permet d'accéder à toutes les informations pouvant être utiles concernant tous les noyaux connus. Elle constitue donc une véritable base de données pour les physiciens nucléaires.

1.3 Modèles de physique nucléaire

La modélisation du noyau atomique est une autre question ouverte actuelle de physique nucléaire, elle présente deux difficultés majeures. La première provient du fait que l'interaction nucléaire est mal connue et donc difficile à appliquer, la seconde vient de l'impossibilité à l'heure actuelle de résoudre le problème à N corps, surtout pour un N grand ($N > 2$). C'est pour cette raison que tous les modèles proposés ont leurs limites. Dans ce paragraphe deux modèles de structure nucléaire vont être présentés. Ils illustrent deux approches différentes. Le modèle de la goutte-liquide est présenté dans le paragraphe 1.3.1, puis le modèle en couches nucléaires dans le paragraphe 1.3.2. Ensuite, le paragraphe 1.3.3 présente les déformations dans les noyaux, en décrivant d'un point de vue général les déformations dans les noyaux et en présentant un modèle de déformation très couramment utilisé, le modèle de Nilsson.

1.3.1 Modèle de la goutte-liquide

Un des premiers modèles nucléaire, proposé en 1936 par N. Bohr [Boh36], est basé sur la faible portée des forces nucléaires, conjointement avec l'addition des volumes et des énergies de liaison. Il est appelé modèle de la goutte-liquide.

1.3.1.1 Description du modèle

Une analogie est possible entre un noyau et une goutte d'eau, étant donné que les nucléons composant le noyau interagissent fortement avec leurs proches voisins, tout comme le font les molécules dans une goutte d'eau. Les nucléons jouent donc le rôle des molécules. Par conséquent on peut essayer de décrire les propriétés du noyau atomique par des quantités significatives, comme le rayon, la densité, la tension de surface et l'énergie de volume.

Une excellente paramétrisation des énergies de liaison des noyaux dans leurs états fondamentaux, a été proposée par H. Bethe et C.F. von Weizsäcker [Wei35].

La formule de masse de H. Bethe et C.F. Weizsäcker est : (d'après [JLB05])

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A) \quad (1.1)$$

Les coefficients a_i sont choisis de manière à ajuster les énergies de liaison observées. Une bonne combinaison empirique de coefficients est :

$$\begin{aligned} a_v &= 15,753 \text{ MeV} \\ a_s &= 17,804 \text{ MeV} \\ a_c &= 0,7103 \text{ MeV} \\ a_a &= 23,69 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\delta(A) = \begin{cases} +33,6A^{-3/4} & \text{si } N \text{ et } Z \text{ sont pairs} \\ -33,6A^{-3/4} & \text{si } N \text{ et } Z \text{ sont impairs} \\ 0 & \text{si } A = N+Z \text{ est impair} \end{cases} \quad (1.3)$$

Le premier terme en a_v est le terme de la goutte-liquide, c'est-à-dire que l'énergie d'évaporation est proportionnelle au nombre de nucléons. Le rayon du noyau, défini par $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 = 1,2 \text{ fm}$, est la conséquence de l'incompressibilité de la matière nucléaire. Le volume du noyau V , composé de A nucléons, peut être déduit de celui de l'hydrogène V_0 avec $V = A.V_0$.

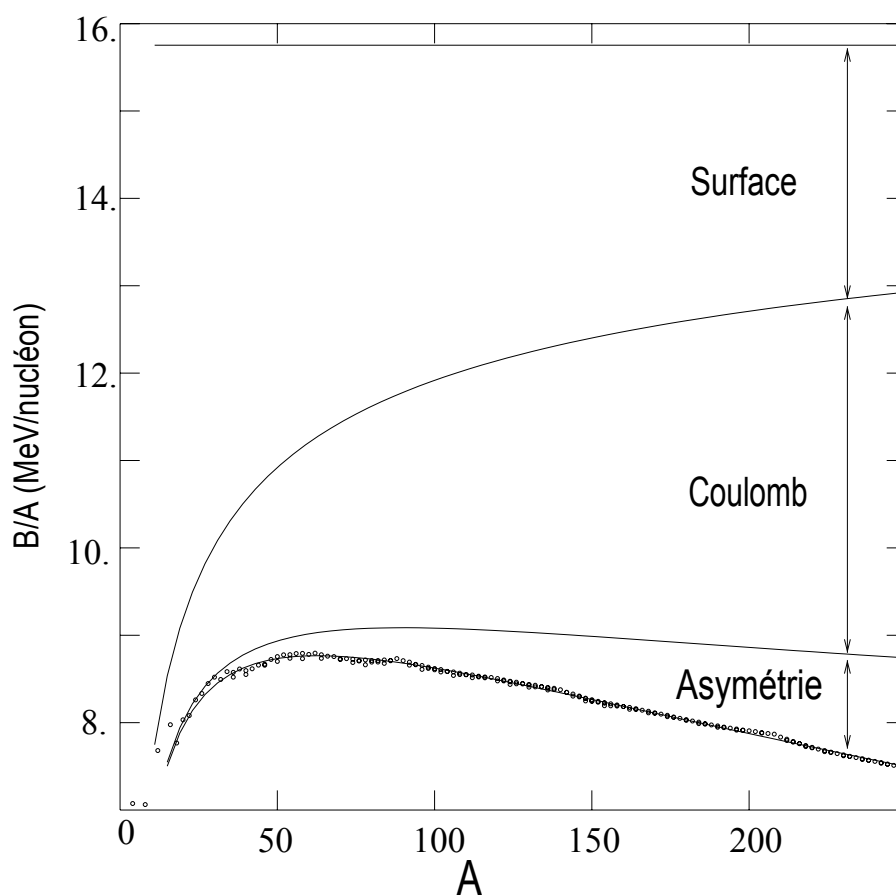


FIGURE 1.4: *Energies de liaison par nucléons en fonction de la masse atomique A des noyaux. Les ronds représentent les valeurs des énergies de liaison par nucléons observées expérimentalement [JLB05]. Les contributions du terme d'asymétrie, du terme Coulombien et de celui de surface de la formule de masse 1.1, sont représentées sur ce graphe.*

Le terme en a_s est un terme de surface. Etant donné que le noyau possède un volume limité, et que les nucléons se trouvant à la surface possèdent moins de voisins, l'énergie de liaison s'en trouve diminuée. Il est donc nécessaire de retrancher un terme dépendant de la surface du noyau. En supposant le noyau sphérique, sa surface est proportionnelle à R^2 , donc proportionnelle à $A^{2/3}$.

Le terme en a_c est un terme Coulombien. Les protons étant tous chargés positivement, ils se repoussent mutuellement par interaction Coulombienne. La dépendance en Z et A de ce terme est établie en considérant que le noyau est une sphère avec une densité de charge uniforme. Ce phénomène impose une diminution de l'énergie de liaison du noyau, il est alors nécessaire de retrancher un terme Coulombien à l'énergie de liaison du noyau.

Le terme en a_a est un terme représentant l'asymétrie dans les noyaux. Les noyaux lourds stables possèdent un nombre de neutrons supérieur à celui des protons, puisqu'à partir d'un certain nombre de protons, la répulsion Coulombienne devient telle que la stabilité n'est plus assurée. Il y a donc un excès de neutrons par rapport aux protons dans les noyaux lourds stables. Le terme qu'il faut retrancher à l'énergie de liaison doit être nul pour les noyaux ayant $N = Z$, négatif pour $N > Z$ et augmenter en valeur absolue avec A . Ce terme découle des propriétés quantiques du système et en particulier du principe de Pauli qui s'applique indépendamment aux protons et aux neutrons. En première approximation il s'interprète par le modèle du gaz de Fermi.

Le dernier terme, qui correspond au $\delta(A)$, appelé terme d'appariement, est apparu suite à un constat expérimental : il n'existe que quatre noyaux stables ayant N et Z impairs, alors qu'il existe 167 noyaux stables avec N et Z pairs. Les nucléons, ayant un spin demi entier, ont tendance à s'apparier. Ainsi, un nombre impair de neutrons ou de protons est moins favorable.

Afin d'assigner un poids relatif à ces différents termes, des ajustements sont effectués sur les données expérimentales des énergies de liaison de tous les noyaux connus. L'énergie de liaison prédite pour les noyaux est montrée sur la figure 1.4 comme une fonction de A . Cette figure ne représente que les noyaux pair-impair ou le terme d'appariement disparaît. Sur celle-ci la contribution des termes dans la formule de masse est représentée. Lorsque la masse atomique A augmente, le terme de surface perd en importance en faveur du terme Coulombien. L'énergie de liaison a un large maximum aux alentours de $A \approx 56$ qui correspond aux isotopes de Z pair de fer et de nickel.

Pour une masse atomique $A = N + Z > 12$ l'énergie de liaison par nucléon est approximativement égale à : $B(N, Z)/A \approx +8,5$ MeV/nucléon, la constance de $B(N, Z)$ implique que cette énergie de liaison ne provient pas de l'énergie d'interaction de toutes les paires de particules (elle devrait croître comme $A(A - 1)/2$). Elle est due à des propriétés de saturation des forces nucléaires. Un nucléon dans le milieu nucléaire n'interagit qu'avec un nombre limité de nucléons dans son environnement. Il s'agit d'un résultat combiné de

l'effet du caractère à courte portée des forces nucléaires et du principe de Pauli.

$$B(N, Z) = |E_{potentielle}| - T_{cinétique} \quad (1.4)$$

avec $E_{potentielle}$ le terme correspondant au puits d'énergie potentielle du noyau et $T_{cinétique}$ au terme d'énergie cinétique.

Lorsque la distance entre deux nucléons diminue, $T_{cinétique}$ augmente fortement en raison de l'importance de la force répulsive entre deux nucléons et du principe de Pauli. V_{NN} , l'interaction nucléon-nucléon devient de plus en plus négative avec la diminution de la distance inter-particulaire étant donné que les particules interagissent avec une force de plus en plus attractive, mais en raison du noyau dur, elle devient positive à de très petites distances (cela correspond à la répulsion). Un minimum peu profond se développe donc autour de $r \approx 2,4$ fm.

La propriété de saturation du noyau est également liée à la constante approximative de la densité nucléaire à l'intérieur du noyau, plus particulièrement pour les noyaux plus lourds. Les valeurs expérimentales de l'énergie de liaison par nucléon sont présentées sur la figure 1.4, la petite baisse de cette énergie après $A \approx 60$ est due à l'augmentation de la répulsion Coulombienne dans les noyaux lourds.

1.3.1.2 Prédictions des lignes d'émission spontanée

En bordure de la carte des noyaux, présentée sur la figure 1.5, les "driplines" proton et neutron sont signalées, elles représentent les limites théoriques d'existences des noyaux liés. Ces "driplines" correspondent aux limites prédites par la formule de masse. Au delà de ces lignes, les noyaux n'ont plus la capacité de retenir tous leurs nucléons et vont alors émettre un proton ou un neutron de manière spontanée.

Approximativement, quelques 3000 noyaux stables et instables sont présents naturellement sur terre ou sont synthétisés dans les laboratoires. Ils sont regroupés dans cette carte des noyaux et limités par des "driplines" ou lignes d'émission spontanée pour les neutrons et les protons. Ces limites sont dessinées sur la carte des noyaux, présentée sur la figure 1.5, qui montre aussi les noyaux pair-pair connus à ce jour (d'après [Erl12]). Le placement de la ligne d'émission spontanée neutron pour les éléments légers est basé sur des prédictions théoriques utilisant des extrapolations extrêmes et est donc incertain. Cette délimitation n'est connue que jusqu'au noyau d'oxygène, donc jusqu'à $Z = 8$ avec certitude. La ligne d'émission spontanée proton est à ce jour bien définie jusqu'au nombre de protons $Z = 91$.

A proximité de ces lignes d'émission spontanée se trouvent les noyaux dits "exotiques", caractérisés par un rapport N/Z extrêmement faible ou élevé. La majorité des noyaux exotiques ne sont pas encore connus. Leur durée de vie est très brève, car ils sont trop riches en neutrons ou en protons pour former un assemblage stable. De plus, ils ont

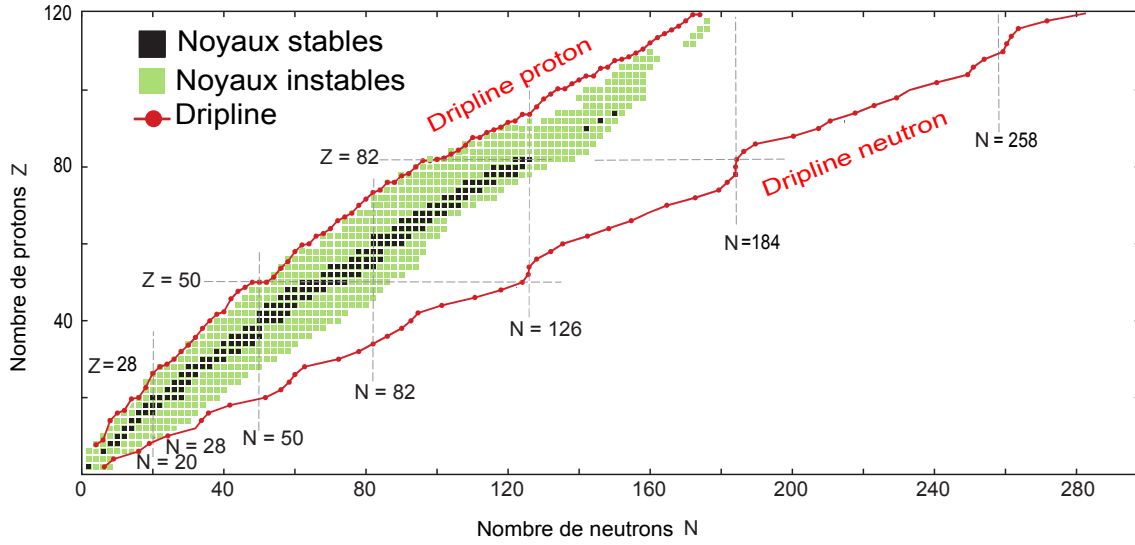


FIGURE 1.5: Carte des noyaux pair-pair connus. Les lignes d'émission spontanée neutron et proton calculées (driplines), sont représentées en rouge, les noyaux stables sont représentés par des carrés noirs (d'après [Erl12]).

certainement des structures très différentes (couches différentes, force d'appariement très faible...), c'est pour ces raisons qu'ils sont très intéressants à étudier.

La formule de Bethe-Weizsäcker prédit le nombre de neutrons maximum pour un nombre de protons Z donné. Les limites sont déterminées en exigeant que le dernier proton ajouté ou le dernier neutron ajouté est lié, c'est à dire :

$$\begin{aligned} B(Z+1, N) - B(Z, N) &< 0 \\ B(Z, N+1) - B(Z, N) &< 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Le lieu des points (Z, N) où ces inégalités deviennent des égalités, détermine la région où les états liés existent. La ligne d'émission spontanée proton est mieux connue que la ligne d'émission spontanée neutron car les physiciens nucléaires sont soumis à des restrictions sur les conditions expérimentales. En effet, la ligne d'émission spontanée proton est située plus proche de la vallée de la stabilité que celle neutron et il est plus aisé de créer un noyau déficient en neutrons qu'un noyau riche en neutrons. Les réactions nucléaires entre noyaux stables ne permettent que difficilement d'atteindre cette zone de ligne d'émission spontanée neutrons. Il est alors nécessaire d'utiliser des faisceaux de noyaux radioactifs pour aller de plus en plus loin de ce côté.

1.3.1.3 Réaction de fission

Le modèle de la goutte-liquide a été un des premiers modèles à décrire le phénomène de fission via la déformation de la goutte, puis scission en deux fragments [Boh36]. La fission nucléaire est un phénomène par lequel un noyau contenant beaucoup de nucléons est divisé en plusieurs nucléides plus légers, appelés fragments de fission, en général au nombre de deux. La fission ternaire est un canal relativement rare (0,2 à 0,4 % des fissions) de fission nucléaire dans laquelle trois fragments de fission sont produits au lieu de deux. Cette réaction nucléaire se traduit également par l'émission de neutrons et par un dégagement d'énergie très important. Deux grands types de fission peuvent avoir lieu, la fission spontanée et la fission induite. Après une fission des émissions β peuvent aussi avoir lieu. Ces réactions peuvent avoir lieu sous différentes conditions.

Tout d'abord, le phénomène de fission spontanée correspond à la désintégration en deux fragments sans absorption préalable d'une particule subatomique : ceci n'est possible qu'avec des noyaux extrêmement lourds. Le ^{248}Cm et le ^{252}Cf sont les deux sources de fission spontanée très souvent utilisées afin d'étudier la structure nucléaire des noyaux.

Ensuite, la fission dites induite a lieu lorsqu'un noyau lourd capture une autre particule, et que le noyau composé se désintègre en deux fragments, appelés fragments de fission. Lors de cette fission induite, une importante quantité d'énergie est libérée, de l'ordre de 200 MeV, constituée par l'énergie cinétique des deux atomes créés. Elle s'accompagne en général de l'émission de 2,5 neutrons rapides qui ont une énergie moyenne de 2 MeV. La désintégration β étant la dernière étape de la désexcitation. Différents types de particules peuvent être utilisées, comme des ions lourds ou des particules émanant d'un faisceau de neutrons ou de protons. La figure 1.6 représente le schéma de désexcitation d'un produit de fission. Le phénomène d'évaporation de neutrons peut y être observé. La désexcitation gamma amenant le noyau dans son état fondamental via la bande yrast est elle aussi représentée.

Enfin, ces différents phénomènes qui ont lieu lors d'une réaction de fission induite, permettent d'améliorer les connaissances sur la structure des noyaux et d'expliquer le comportement nucléaire de ceux-ci.

1.3.2 Modèle en couches

La recherche des états propres d'un système comportant plus de deux constituants se heurte au problème à N corps. Afin de contourner cette difficulté, des modèles suggérés par des faits expérimentaux peuvent être intéressants à étudier. Par exemple, dans le cas des atomes complexes, comportant un noyau et Z électrons, le problème à $(Z+1)$ corps peut être contourné en faisant appel aux modèles suggérés par les propriétés des gaz rares et des alcalins. Dans ce modèle tout se passe comme si les électrons, soumis au

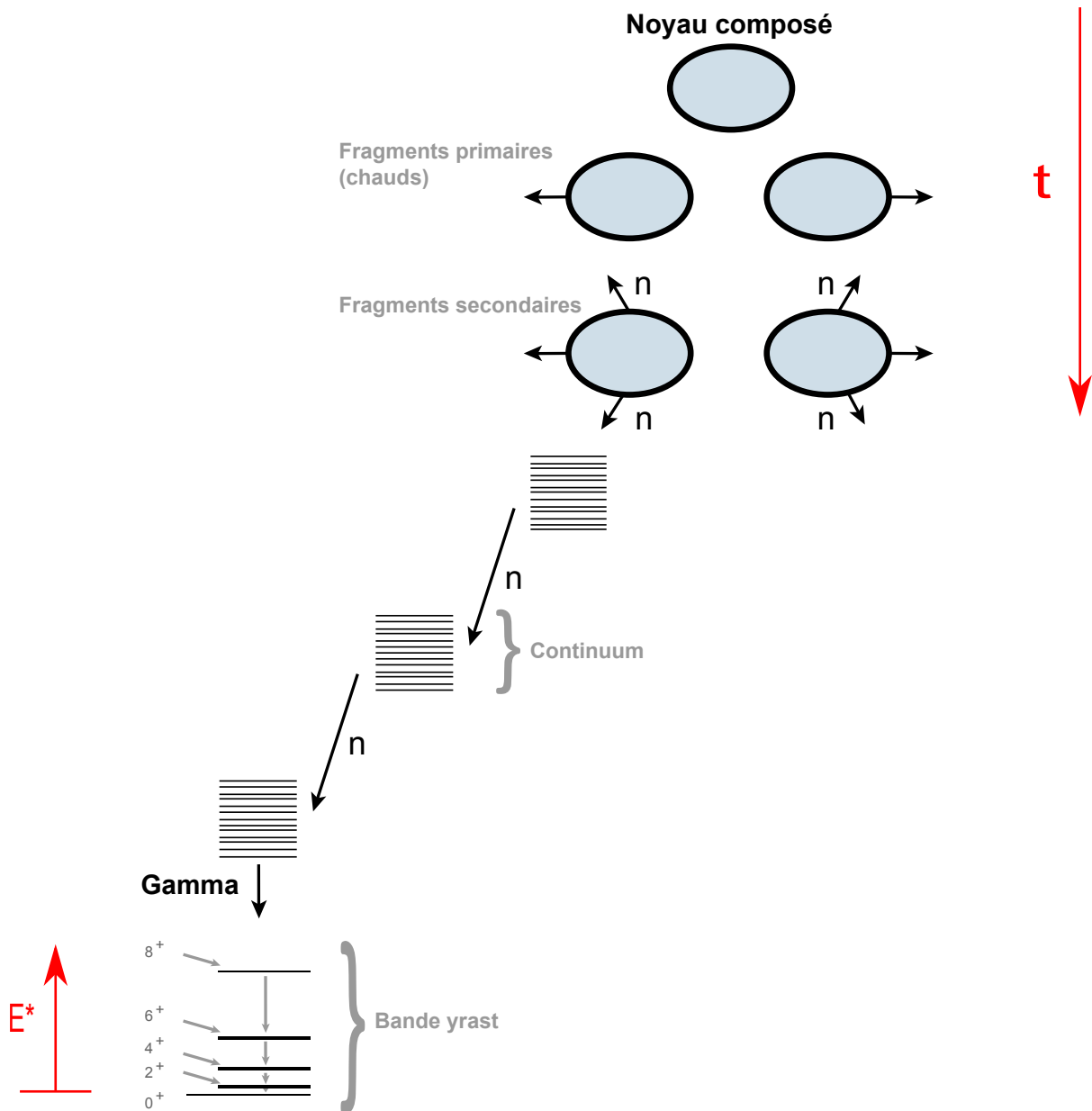


FIGURE 1.6: Schéma de la désexcitation d'un produit de fission. Le phénomène d'évaporation de neutrons est observé, puis la désexcitation gamma amenant le noyau dans son état fondamental. E^* est l'énergie d'excitation et t représente le temps.

principe de Pauli, pouvaient être assimilés à des particules se mouvant indépendamment les unes des autres dans un potentiel central engendré par les constituants eux-mêmes [Smi09]. Plus précisément, les électrons dégénérés, qui ne diffèrent que par le nombre quantique magnétique, définissent ce que l'on appelle une "couche atomique" dans laquelle ils circulent comme s'il s'agissait en première approximation de "particules indépendantes". L'intérêt de l'utilisation de ce modèle est que le problème à N corps est contourné puisque la recherche des états propres d'un atome revient à résoudre un problème à un seul corps, que l'on appelle la "particule célibataire" dans le "potentiel moyen" engendré par les constituants. Les physiciens nucléaires ont alors transposé ce modèle à particules indépendantes dans leur propre domaine, c'est ce que l'on appelle le modèle en couches, il va être décrit dans les paragraphes suivants.

1.3.2.1 Niveaux excités des noyaux

A présent, une autre conséquence de l'aspect quantique de la physique nucléaire est l'existence de niveaux excités. Dans son état normal, un noyau se trouve au niveau d'énergie le plus bas, dit "niveau fondamental", mais, par exemple à la suite d'une réaction nucléaire, un noyau peut acquérir une "énergie d'excitation", c'est-à-dire accéder à un niveau d'énergie supérieure. Suite à ce phénomène un noyau excité éjectera, en une ou plusieurs étapes, ce supplément d'énergie sous forme de rayonnement gamma par exemple. Parallèlement aux atomes, les états excités des noyaux se présentent sous la forme d'une structure en niveaux discrets, cependant l'ordre de grandeur de la distance séparant les niveaux est 10^3 fois plus importante. En règle générale, les espacements entre niveaux diminuent lorsque l'on monte dans l'échelle des énergies d'excitation, jusqu'à une zone de continuum où les niveaux se recouvrent. Etant donné que par spectroscopie gamma, les rayonnements γ émis lors de la désexcitation des noyaux sont étudiés, cela va permettre d'analyser précisément les différents niveaux excités présents dans les noyaux.

1.3.2.2 Modèle en couches et nombre magiques sphériques

En physique atomique, l'énergie d'ionisation E_I , c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour arracher un électron pour un atome neutre avec Z électrons, présente des discontinuités aux alentours de $Z = 2, 10, 18, 36, 54$ et 86 , donc pour les gaz nobles. Ces discontinuités sont associées aux électrons de fermeture de couches. En physique nucléaire, un phénomène similaire apparaît. Il existe un grand nombre d'indications expérimentales montrant que les noyaux atomiques possèdent une structure en couches et qu'ils peuvent être construits, comme les atomes, en les remplissant progressivement.

Par exemple, les énergies d'ionisation atomique analogues en physique nucléaire sont

les énergies de séparation S_n et S_p , qui sont nécessaires respectivement, pour extraire un neutron ou un proton d'un noyau :

$$\begin{aligned} S_n &= B(Z, N) - B(Z, N-1) \\ S_p &= B(Z, N) - B(Z-1, N) \end{aligned} \quad (1.6)$$

Ces deux quantités présentent des discontinuités à des valeurs spécifiques de N ou Z , qui sont appelés "nombres magiques". Les nombres magiques sphériques sont : 2, 8, 20, 28, 50, 82 pour le nombre de neutrons et de protons et 126 uniquement pour le nombre de neutrons. La discontinuité dans les énergies de séparation est due à un excès d'énergie de liaison pour les noyaux magiques, comparé à ce qui est prévu par la formule semi-empirique de masse de Bethe-Weizsäcker.

1.3.2.3 Description du modèle

L'hypothèse du modèle en couches est que chaque nucléon bouge indépendamment dans un potentiel, qui représente l'interaction moyenne avec les autres nucléons dans un noyau, en première approximation. L'idée principale de cette approche est que tout se passe comme si un nucléon se déplaçait dans un puits de potentiel (qui le confinerait dans le noyau) indépendamment de la présence des autres nucléons.

La forme générale de l'Hamiltonien nucléaire à A particules est :

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{k>i=1}^A V_{NN}(i, k) + \sum_{j>k>i=1}^A V_{NNN}(i, k, j) + \dots \quad (1.7)$$

où i indique toutes les coordonnées pertinentes $\vec{r}_i, \vec{s}_i, \vec{t}_i$ pour une particule donnée ($i = 1, 2, 3, \dots, A$). T représente l'énergie cinétique totale des i nucléons, V_{NN} l'interaction entre les nucléons i et k pour le potentiel à 2 corps et V_{NNN} l'interaction entre les nucléons i , k et j pour le potentiel à 3 corps. Cependant la probabilité d'interaction de 3 nucléons est relativement faible, on peut donc la négliger provisoirement. Ensuite, l'expression de l'interaction nucléon-nucléon est mal connue et pas directement utilisable à cause du phénomène de cœur dur exposé précédemment. Il est donc nécessaire de transformer l'expression de ce potentiel en passant d'un problème à N corps à un problème à un corps N fois. Le principe de Pauli peut être utilisé en faisant l'hypothèse de nucléons indépendants dans un potentiel moyen. Ce potentiel nucléon-nucléon peut alors être transformé en un potentiel nucléaire total avec une partie symétrique-sphérique en ajoutant et en soustrayant un potentiel à 1 corps : $\sum_{i=1}^A = U(r_i)$, qui peut être le potentiel oscillateur harmonique, le potentiel de Woods-Saxon ou le puits carré. Celui-ci doit être connu pour tous les nucléons de masse atomique A et doit prendre en compte tous les effets combinant les $\frac{A(A-1)}{2}$ interactions à 2 corps :

$$H = \sum_{i=1}^A \left[\frac{p_i^2}{2m_i} + U(r_i) \right] + \left[\sum_{k>i=1}^A V_{NN}(i,k) - \sum_{i=1}^A U(r_i) \right] = H_0 + H_{\text{résiduel}} \quad (1.8)$$

où l'Hamiltonien H_0 décrit le système de A nucléons indépendants évoluant dans un potentiel de champ moyen à symétrie sphérique $U_i(r)$, tandis que $H_{\text{résiduel}}$ est un terme de perturbation décrivant les interactions résiduelles entre les nucléons.

Il est possible d'appliquer un potentiel utilisant l'oscillateur harmonique. L'oscillateur harmonique est un potentiel qui correspond au premier terme non nul du développement en série de Taylor du potentiel de Woods Saxon. Il peut s'écrire sous la forme :

$$U(r_i) = U_{OH}(r) = \frac{1}{2}kr^2 \quad (1.9)$$

où $k = m\omega_0^2$ avec m la masse d'un nucléon et ω_0 est la fréquence propre de l'oscillateur. Avec ce potentiel, l'équation de Schrödinger peut être résolue et les énergies des niveaux nucléaires ε en fonction de $\hbar\omega_0$ peuvent être obtenues, ainsi que l'expression de la dégénérescence g des niveaux. La dégénérescence correspond au nombre de nucléons que peut contenir la couche considérée.

$$\begin{aligned} \varepsilon &= (2n + l + \frac{3}{2}) \hbar\omega_0 \\ g &= 2(2l + 1) \end{aligned} \quad (1.10)$$

où n est le nombre quantique radial et l le moment orbital. Cela permet de retrouver les nombres magiques que l'on peut observer en rouge sur la figure 1.7. Cependant, tous les nombres magiques ne sont pas retrouvés. C'est pourquoi, un terme de fragmentation en Dl^2 a été ajouté afin de lever la dégénérescence et abaisser les niveaux de grand l . Les nombres magiques n'étaient toujours pas retrouvés dans leur intégralité. Puis en 1948, le potentiel spin-orbite V_{SO} est ajouté au potentiel de Woods-Saxon, celui-ci reflète l'existence d'un couplage entre le moment angulaire orbital \vec{l} et le spin \vec{s} du nucléon. L'écriture d'un potentiel moyen $U(r)$ peut donc s'écrire sous la forme :

$$U(r) = U_{OH} - D\vec{l}^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.11)$$

où U_{OH} est le potentiel de l'oscillateur harmonique. D et C sont des constantes de couplage. Le placement des différents niveaux nucléaires obtenu après l'application des différentes approximations du potentiel nucléaire, ainsi que les nombres magiques sont présentés sur la figure 1.7. Après adjonction du terme spin-orbite, les nombres magiques indiqués en violet sur cette figure sont retrouvés.

Grâce à cette organisation des niveaux nucléaires, il est possible d'obtenir des interprétations sur les configurations des noyaux. Afin de comprendre l'interaction nucléon-nucléon, il est intéressant de comprendre les différents couplages des orbitales qui ont lieu entre les particules constituant le noyau.

1.3.3 Déformation dans les noyaux

Le modèle en couches est considéré comme le modèle nucléaire fondamental, il est un des modèles microscopiques qui est largement applicable pour décrire la structure nucléaire, comme le modèle de Hartree-Fock. Il s'appuie sur un choix de bases à une particule et d'une interaction résiduelle. Les résultats d'intérêts, tels que les énergies des transitions, les moments électromagnétiques, résultent de la diagonalisation des matrices de l'opérateur correspondant. Cependant ce modèle fonctionne mieux pour les noyaux légers ou proches des couches fermées, concernant les noyaux lourds les matrices à diagonaliser deviennent énormes. Afin de contrer ce problème différentes alternatives sont possibles et utilisées. L'utilisation du modèle en couches déformé, dans un potentiel déformé, qui met l'accent sur le mouvement de particules isolées, appelé modèle de Nilsson, ou bien encore l'utilisation de modèles collectifs, tel que le modèle de Bohr-Mottelson collectif, sont des alternatives au modèle en couches classique. Dans cette partie, une description générale de ce type de modèle collectif est présentée.

1.3.3.1 Description générale

Les arguments qui conduisirent N. Bohr et B.R. Mottelson, au début des années 1950, aux modèles collectifs des noyaux reposent historiquement sur des analogies avec les molécules. Pour une molécule, l'équivalent d'un état individuel porte le nom d'état électronique et une transition électronique correspond schématiquement au passage d'un électron d'une "couche moléculaire" à une autre. La molécule peut réagir aussi globalement à une excitation en amorçant une rotation et/ou une vibration collective. L'énergie rotationnelle d'une molécule dans un état quantique étiqueté par I est donnée par :

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad (1.12)$$

avec J est le moment d'inertie de la molécule par rapport à l'axe de rotation considéré, $I = J\omega$ est le moment angulaire de la molécule. De plus, comme les électrons sont beaucoup moins massifs que les noyaux et comme ils entraînent la molécule dans la rotation, il est donc beaucoup plus difficile de faire vibrer une molécule autour de sa forme d'équilibre

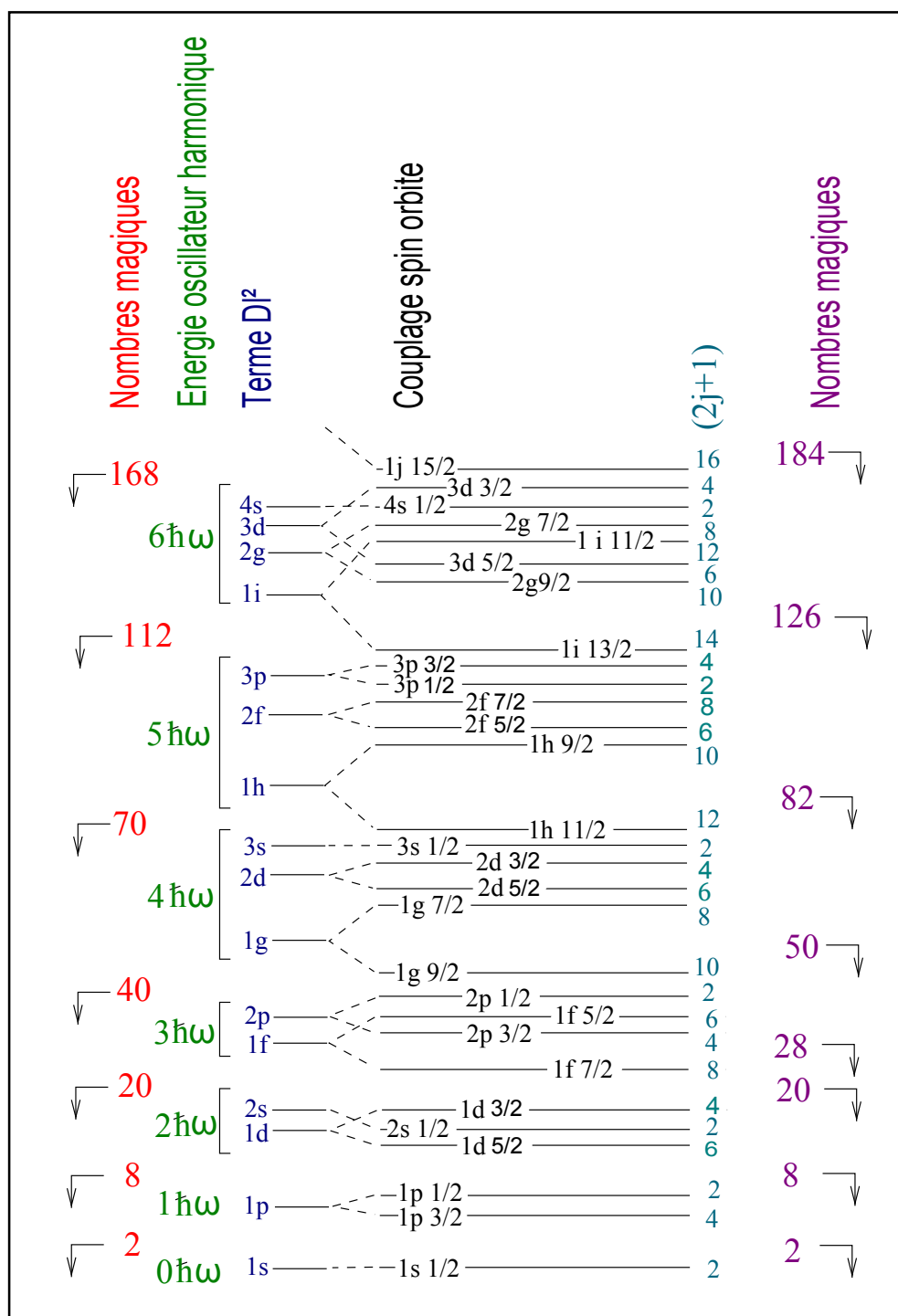


FIGURE 1.7: Organisation des niveaux nucléaires après l'application successive des différentes approximations du potentiel nucléaire, dont le couplage spin-orbite. Les nombres magiques en violet sont retrouvés après l'introduction de ce terme spin-orbite $\vec{l} \cdot \vec{s}$.

que de la mettre en rotation. Une autre différence notable existe entre ces deux types d'états collectifs. Un spectre rotationnel suit une loi en $I(I+1)$ selon l'équation 1.12, en supposant que J reste constant pour un état électronique et de vibration donnée. En revanche, un spectre vibrationnel se caractérise, tant qu'il s'agit d'oscillations de type harmonique, par des états espacés selon la loi :

$$E_V = (V + \frac{1}{2}) \hbar\Omega \quad (1.13)$$

où $\hbar\Omega$ est l'énergie d'un quantum et où V représente leur nombre.

En conclusion, les trois séquences spectroscopiques des molécules (électronique, vibrationnelle et rotationnelle) sont caractérisées par des ordres de grandeur différents, ce qui permet de les isoler pour mieux les traiter, et sont faciles à identifier. Sur chaque état électronique apparaît une "bande de vibration" dont les membres ont un espacement constant, et sur ces membres, étiquetés par V , sont construites des "bandes de rotation" dont les membres, étiquetés par I , sont espacés comme $I(I+1)$. A présent, transposons ces séquences en physique nucléaire, par exemple pour un noyau pair-pair, le premier état excité est généralement le premier membre d'une bande collective construite sur l'état fondamental. Cette bande peut être soit vibrationnelle, si le noyau est sphérique, soit rotationnelle s'il est ellipsoïdal.

1.3.3.2 Différents types de déformations

Les noyaux peuvent subir divers types de déformations. Afin de décrire les différentes formes accessibles au noyau, nous pouvons paramétrer leur surface par des fonctions harmoniques sphériques [Thi13]. Cette déviation du rayon de la surface nucléaire de la valeur moyenne R_0 des noyaux sphériques d'un même volume, est paramétrée par l'expression du rayon nucléaire dans la direction $\Omega = (\theta, \phi)$:

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^*(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (1.14)$$

où $R(\theta, \phi, t)$ correspond au rayon nucléaire dans la direction (θ, ϕ) à l'instant t , R_0 est le rayon du noyau sphérique, qui est atteint lorsque tous les $\alpha_{\lambda\mu}$ ont disparus. Les amplitudes des $\alpha_{\lambda\mu}(t)$ dépendantes du temps décrivent les déformations du noyau avec différentes multipolarités autour de l'état fondamental et servent ainsi de coordonnées collectives. $Y_{\lambda\mu}$ sont les harmoniques sphériques.

Le terme constant ($\lambda = 0$) représente le mode monopolaire ou mode respiratoire. L'harmonique sphérique $Y_{00} = \frac{1}{4\pi}$ est constante, de sorte qu'une valeur non nulle de

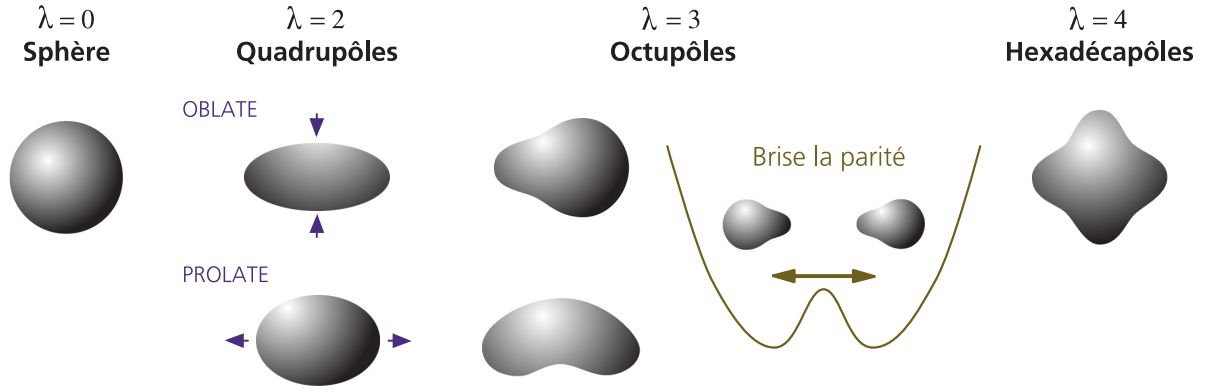


FIGURE 1.8: *Formes nucléaires les plus couramment observées en physique nucléaire d'après [Gal99].*

α_{00} correspond à un changement du rayon de la sphère. Ce mode correspond aux résonances géantes monopolaires qui correspondent à des mouvements collectifs impliquant une grande partie des nucléons du noyau.

Le terme ($\lambda = 1$) représente le mode dipolaire. Les déformations dipolaires ne correspondent pas à une déformation du noyau mais plutôt à un déplacement du centre de masse, c'est-à-dire une translation du noyau, et ne doivent pas être pris en compte dans les excitations nucléaires.

Le terme ($\lambda = 2$) représente le mode quadrupolaire. Les déformations quadrupolaires correspondent aux excitations collectives les plus importantes de basse énergie du noyau.

Le terme ($\lambda = 3$) représente le mode octupolaire. Ces déformations sont les principaux modes d'asymétrie du noyau associées à la bande de parité négative.

Le terme ($\lambda = 4$) représente le mode hexadécapolaire. Bien qu'il n'y ait aucune preuve d'excitation hexadécapolaire pure dans les spectres, elle semble jouer un rôle important pour stabiliser des excitations quadrupolaires et pour l'état fondamental des noyaux lourds.

Ces différentes formes nucléaires sont représentées dans la figure 1.8.

La majorité des noyaux a une déformation ellipsoïdale présentant un axe de symétrie. L'importance de l'interaction quadrupolaire de longue portée entre les neutrons et les protons prouve cette constatation. Les propriétés de symétrie lors du passage du référentiel du laboratoire au noyau nous amènent à avoir trois termes indépendants non nuls, que sont les termes α_{20} , α_{22} et α_{2-2} . Ces paramètres sont liés aux angles d'Euler et déterminent l'orientation spatiale du noyau. Selon les conventions de Hill et Wheeler [Hil53], ces termes peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \alpha_{20} = \beta \cos \gamma \\ \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{cases} \quad (1.15)$$

où β représente l'élongation axiale et γ l'asymétrie, aussi appelé paramètre de triaxialité. La figure 1.9 représente le plan (β, γ) avec les surfaces de noyaux correspondantes pour certaines valeurs bien particulières de γ . Les noyaux que l'on nomme "prolate", noyaux allongés, correspondent à une valeur de $\gamma = 0^\circ$ et -120° avec $\beta > 0$ dans la convention de Lund. Les noyaux que l'on nomme "oblate", noyaux aplatis, sont associés à des valeurs de $\gamma = 60^\circ$ ou -60° avec $\beta < 0$. Si γ a une valeur différente de celles exposées précédemment, alors le noyau est considéré comme triaxial. Nous pouvons constater sur ce schéma qu'il existe une certaine symétrie tous les 60° . Il est donc possible de décrire les déformations du noyau avec uniquement le secteur grisé sur la figure $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$.

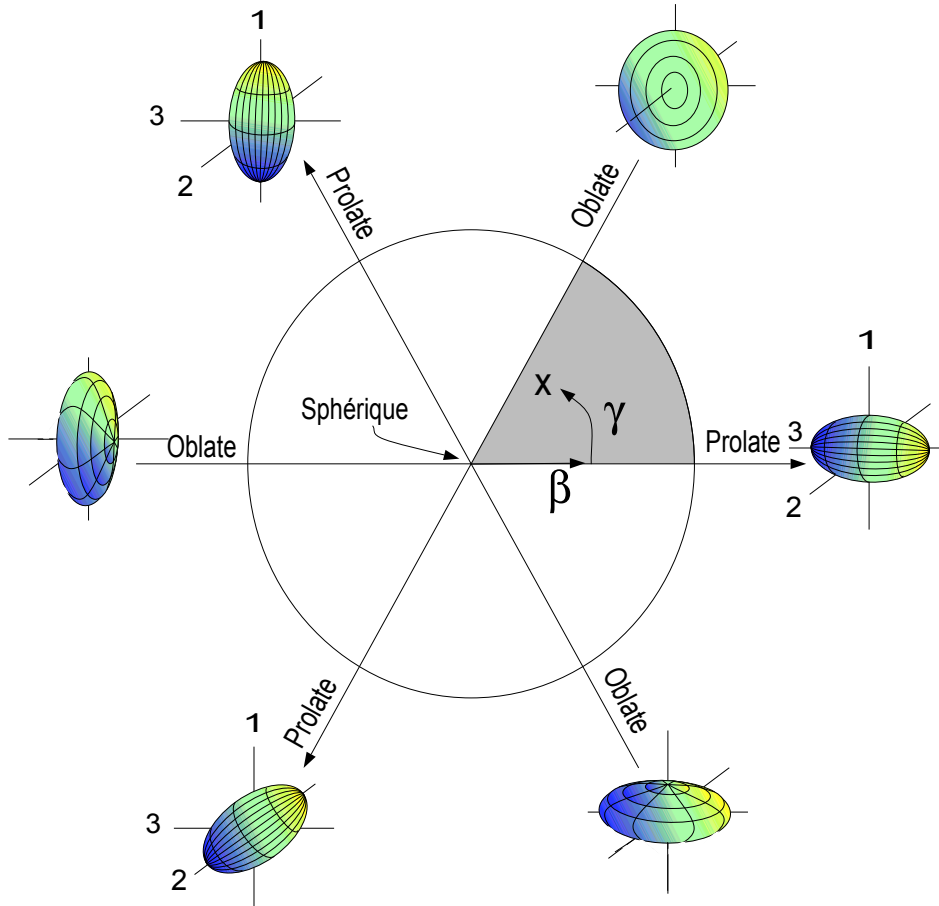


FIGURE 1.9: Déformations nucléaires dans le plan (β, γ) pour les noyaux quadrupolaires (d'après [Cle06]).

Dans la région de masse $A \approx 100$, des déformations prolates et oblates sont prédites, une très forte compétition entre ces deux déformations est alors présente, ce phénomène est appelé coexistence de forme et sera expliqué dans le paragraphe 5.1.1 du chapitre 5.

Différents types d'excitations sont donc permises au noyau. Il peut subir des rotations collectives, des excitations individuelles telles que des excitations particule-trou, pouvant conduire à l'alignement de moment angulaire. Etant donné que les énergies nécessaires à de telles excitations sont directement liées à des différences d'énergie à une particule, elles conduisent à des irrégularités dans les schémas de niveaux. Il est aussi possible qu'apparaissent des excitations collectives, des vibrations (états à N phonons, résonances géantes..) ou des rotations collectives (bande de rotation). Ces excitations collectives conduisent en général à des schémas de niveaux "réguliers". A l'aide de ces différentes excitations nous pouvons en déduire la forme du noyau.

1.3.3.3 Le modèle de Nilsson

Afin de reproduire le comportement des noyaux déformés, il est nécessaire d'introduire un modèle prenant en compte ces déformations. Les premiers physiciens ayant apportés une généralisation phénoménologique du modèle en couches pour les formes nucléaires déformées sont S.G. Nilsson [Nil55], S.A. Moszkowski [Mos55] et K. Gottfried [Got56]. Cette première généralisation a été nommée : le "modèle de Nilsson". L'idée principale est de rendre les constantes d'oscillateur différentes dans les trois directions de l'espace [Gre96], le potentiel de l'oscillateur déformé est donc :

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1.16)$$

Dans les cas déformés, la densité de distribution suit le potentiel en conséquence de la courte portée de l'interaction nucléon-nucléon, ainsi nous pouvons définir une surface géométrique nucléaire qui consiste en tous les points (x, y, z) avec :

$$\frac{1}{2}m \bar{\omega}_0^2 R^2 = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1.17)$$

où $\hbar \bar{\omega}_0 = 41 \text{ MeV} \times A^{-1/3}$ est la constante de l'oscillateur pour le noyau sphérique équivalent. Cela décrit une ellipsoïde avec les axes X, Y et Z donnés par :

$$\bar{\omega}_0 R = \omega_x X = \omega_y Y = \omega_z Z \quad (1.18)$$

La condition d'incompressibilité de la matière nucléaire requière que le volume de l'ellipsoïde soit le même que la sphère, d'où $R^3 = XYZ$, et impose une condition sur les fréquences de l'oscillateur :

$$\bar{\omega}_0^3 = \omega_x \omega_y \omega_z \quad (1.19)$$

A présent, supposons qu'il y ait une symétrie axiale autour de l'axe z , c'est-à-dire que $\omega_x = \omega_y$ et que la petite déviation de la forme sphérique soit donnée par le paramètre δ . Nous pouvons alors définir :

$$\begin{aligned} \omega_x^2 &= \omega_y^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right) \\ \omega_z^2 &= \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right) \end{aligned} \quad (1.20)$$

qui remplit les conditions de conservation de volume imposées par l'équation 1.19 au premier ordre avec $\omega_0 = \bar{\omega}_0$. La conservation de volume au deuxième ordre peut être remplie en utilisant la formule :

$$\bar{\omega}_0^6 = \left(1 - \frac{4}{3}\delta\right) \left(1 + \frac{2}{3}\delta\right)^2 \omega_0^6 \quad (1.21)$$

soit au second ordre :

$$\omega_0 \approx \left(1 + \frac{2}{9}\delta^2\right) \bar{\omega}_0 \quad (1.22)$$

En utilisant l'expression explicite pour l'harmonique sphérique Y_{20} , nous pouvons écrire le potentiel comme :

$$V(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 - \beta_0 m \omega_0^2 r^2 Y_{20}(\theta, \phi) \quad (1.23)$$

où β_0 est relatif à δ via l'équation :

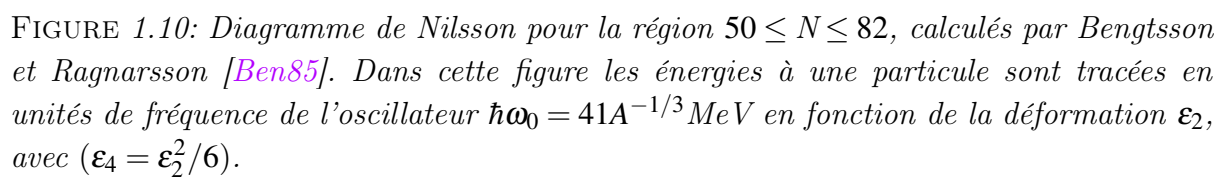
$$\beta_0 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \delta \quad (1.24)$$

Nous pouvons à présent écrire l'Hamiltonien de ce modèle :

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{m\omega_0^2}{2} r^2 - \beta_0 m \omega_0^2 r^2 Y_{20}(\theta, \phi) - \hbar \bar{\omega}_0 \kappa (2\hat{l} \cdot \hat{s} + \mu \hat{l}^2) \quad (1.25)$$

Le terme spin-orbite est conventionnellement paramétré avec la constante κ , et le terme en \hat{l}^2 est paramétré par μ , qui introduit phénoménologiquement l'abaissement de l'énergie des états à une particule proches de la surface nucléaire, afin de corriger la forte hausse du potentiel de l'oscillateur harmonique. κ et μ peuvent être différents pour les protons et les neutrons et dépendent du nombre de nucléons.

Le diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$ et la déformation ($\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$), calculés par Bengtsson et Ragnarsson [Ben85] est présenté sur la figure 1.10. Dans cette figure les énergies à une particule sont tracées en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ MeV en fonction de la déformation ϵ_2 , avec ($\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$).



Le paramètre de déformation quadrupolaire de Nilsson ε_2 peut être défini en termes de $\delta = \frac{\Delta R}{R_{r.m.s}}$ où $R_{r.m.s}$ est la racine carrée du rayon du noyau et ΔR est la différence entre les axes semi-majeur et semi-mineur de l'ellipsoïde nucléaire, comme dans [Lob70] :

$$\varepsilon_2 = \delta + \frac{1}{6}\delta^2 + \frac{5}{18}\delta^3 + \frac{37}{216}\delta^4 + \dots \quad (1.26)$$

Ce type de diagramme est essentiel pour comprendre de nombreuses propriétés des noyaux déformés. Notons qu'il existe aussi des généralisations des potentiels de Woods-Saxon et d'autres interactions réalistes pour les noyaux déformés.

1.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, après une description de l'histoire de la physique nucléaire répertoriant les dates importantes qui ont amenées les études de structure nucléaire, telle que la découverte du noyau et de ses composants, protons, neutrons et électrons, nous avons abordé l'étude de la carte regroupant les noyaux connus, détectés ou non à ce jour. Ensuite, différents modèles de physique nucléaire ont été introduits, tels que le modèle de la goutte-liquide ou le modèle en couches. Enfin, une introduction à la déformation dans les noyaux a été effectuée afin de comprendre l'étude des noyaux déformés dans la suite de ce manuscrit.

Nous avons dans ce chapitre commencé par énoncer les différentes découvertes concernant la physique de l'atome, depuis les philosophes grecs jusqu'à la découverte de noyaux radioactifs en passant par la découverte du neutron ou bien encore de l'électron. Cette historique met en avant le fait que les découvertes fondamentales, concernant la physique nucléaire, ont commencé depuis de nombreuses années, mais qu'elles ont été accélérées au *XIX^{ème}* et au *XX^{ème}* siècles par la mise en place de modèles atomiques construits à partir d'expérimentations scientifiques. Cet historique a montré qu'à ce jour, la physique de l'atome reste une motivation majeure quant à la compréhension des atomes qui nous entourent.

La deuxième partie de ce chapitre introduit un outil essentiel, la carte des noyaux, qui permet de représenter une ou plusieurs caractéristiques des noyaux en fonction de leur nombre de neutrons et de protons. La force synthétique de cette représentation permet d'appréhender le vaste champ d'étude encore inexploré et souligne les enjeux plus particuliers concernant les noyaux proches des fermetures de couches.

La troisième partie de ce chapitre a permis de présenter différents modèles utilisés en physique nucléaire, du modèle de la goutte-liquide permettant une meilleure compréhension du noyau, aux modèles de déformations dans les noyaux en passant par le modèle en couches. Ces différents modèles permettent d'appréhender les mécanismes complexes

mis en jeu au sein du noyau atomique. Il est important d'établir les limites des différents modèles existants. En ce sens, les études des noyaux dans les conditions extrêmes, notamment d'isospin, sont autant de tests sévères des modèles.

A présent que l'évolution de la physique nucléaire depuis l'antiquité et les différents modèles reproduisant le comportement des noyaux ont été présentés, nous allons aborder l'étude expérimentale menée dans le cadre de ce travail. Celle-ci a permis de produire et caractériser des noyaux dans la région du noyau ^{78}Ni , via une réaction de fission induite par protons. Les motivations de l'étude de cette région seront présentées dans le chapitre [3](#).

Descriptif expérimental et techniques d'analyse

Ce chapitre est dédié à la description de l'expérience de spectroscopie γ ayant eu lieu au laboratoire JYFL de Jyväskylä en Finlande. Cette expérience avait pour but d'étudier les évolutions de forme de différentes régions de masses, et plus particulièrement celles autour de la région $A = 80 - 90$. L'étude des orbites à une particule autour du noyau ^{78}Ni était un autre objectif. Dans un premier temps, nous expliquerons le dispositif expérimental utilisé. Puis, nous décrirons les différentes techniques de mise en forme des événements recueillis lors de cette expérience. Enfin, nous illustrerons les techniques d'analyse utilisées dans cette étude dans un cas précis de couple de fragments de fission.

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	34
2.1.1	Le but de l'expérience et la réaction utilisée	34
2.1.2	Principe de détection des photons	35
2.1.2.1	Interaction photon-matière	35
2.1.2.2	Principe des détecteurs germanium	38
2.1.2.3	Le spectromètre JUROGAM II	40
2.2	Techniques de mises en forme des événements	43
2.2.1	Tri des détecteurs	43
2.2.2	Relecture des données	44
2.2.2.1	Algorithmes de sommation pour les clovers	44
2.2.2.2	Construction des cubes	45
2.2.3	Outil d'analyse de cubes : Radware	46
2.3	Cas du couple de fragment de fission Ba/Rb	50
2.3.1	Détermination des fragments de fission complémentaires majoritaires	51
2.3.2	Conditions mises en place pour l'étude des noyaux de rubidium	51
2.3.3	Corrélation en masse	53
2.3.3.1	Corrections à appliquer	54
2.3.3.2	Droite de corrélation en masse	57
2.4	Conclusion du chapitre	59

2.1 Dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée au laboratoire de Jyväskylä en Finlande (JYFL - Jyväskylän Yliopisto Fysiikan Laitos), en février 2011, avec le multi-détecteur de rayonnements γ JUROGAM II. Une réaction de fission induite par protons a été réalisée et sera présentée dans le paragraphe 2.1.1. Puis, le principe de détection des rayonnements γ ainsi que son application seront présentés dans le paragraphe 2.1.2.

2.1.1 Le but de l'expérience et la réaction utilisée

Cette expérience a été réalisée plus particulièrement pour étudier différents phénomènes; les évolutions de forme de la région $A = 115 - 130$, le comportement des noyaux autour du noyau doublement magique ^{132}Sn , tels que les noyaux de cadmium riches en neutrons [Van13], les évolutions de forme dans la région de masse atomique $80 - 90$, mais aussi l'étude des orbites à une particule proches du noyau ^{78}Ni . Ce dernier point est la principale motivation de l'étude présentée dans ce manuscrit, la difficulté première étant de trouver un mécanisme peuplant, avec une section efficace conséquente, les états excités de ce noyau. En s'appuyant sur l'article de V. Rubchenya [Rub01] et plus particulièrement sur le graphe de la figure 2.1, nous pouvons observer des rendements de fission prévus en fonction de la masse du fragment de fission. La courbe verte représente les rendements de fission pour une réaction de fission spontanée du noyau ^{248}Cm et la courbe rouge pour la réaction utilisée dans notre étude : $^{238}\text{U}(p,F)$ avec des protons de 25 MeV. Nous pouvons alors constater que les fragments de fission ayant une masse atomique comprise entre 80 et 90, entourés en rose sur le graphe de la figure 2.1, sont bien mieux produits par la fission de noyaux ^{238}U induite par des protons de 25 MeV, que par la fission spontanée du ^{248}Cm .

L'intérêt d'utiliser cette réaction est d'étudier cette zone avec un rendement de production optimal, qui ne peut que faciliter l'observation d'état nucléaires rares. Qui plus est, la fission est une réaction produisant quelques 150 noyaux simultanément, ce qui permet d'étudier plusieurs cas physiques simultanément.

A l'aide du multi-détecteur de rayonnements γ JUROGAM II, décrit dans le paragraphe 2.1.2.3, nous avons réalisé une spectroscopie détaillée des noyaux d'intérêts dans la région du ^{78}Ni . Les fragments de fission ont été produits en faisant entrer en collision un faisceau de protons de 25 MeV avec une cible de ^{238}U de 74 mg/cm^2 . La cible a été posée au centre de l'ensemble de détecteurs en germanium JUROGAM II utilisé pour collecter les rayonnements γ . Le courant du faisceau était d'environ 0.1 nano-Ampère donnant une estimation du taux de fission aux alentours de 10^5 fission/s. Le noyau composé est le $^{239}_{93}\text{Np}$, nous sommes en présence d'un système impair en protons. Cette situation est idéale pour étudier les fragments de fission impairs en protons étant donné que les frag-

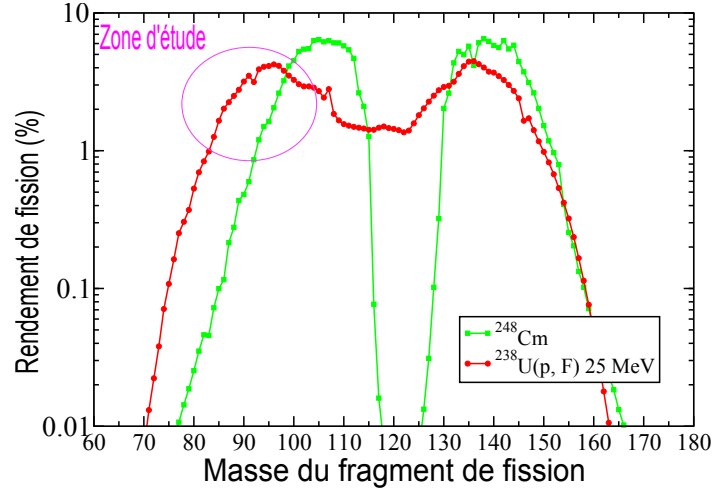


FIGURE 2.1: Rendements de fission prévus dans l'étude réalisée par V. Rubchenya [Rub01] en fonction de la masse du fragment de fission pour une réaction de fission spontanée du noyau ^{248}Cm (courbe verte), ou pour la réaction utilisée dans notre étude $^{238}\text{U}(p, F)$ avec des protons de 25 MeV (courbe rouge). La zone entourée en rose correspond à la zone d'étude de ce manuscrit.

ments de fission complémentaires seront toujours pairs en protons. Ceci est vrai dans cette réaction, car il n'y a pas d'évaporation de protons dans la fission induite par des protons de 25 MeV.

2.1.2 Principe de détection des photons

A présent, afin de mieux comprendre le principe de détection des γ , nous allons présenter la notion d'interaction rayonnement-matière dans le paragraphe 2.1.2.1. Puis, l'application directe de celle-ci concernant la détection des γ , en présentant le descriptif du multi-détecteur JUROGAM II dans le paragraphe 2.1.2.3.

2.1.2.1 Interaction photon-matière

Lorsqu'un photon d'énergie de l'ordre du keV-MeV traverse un milieu matériel, il peut interagir avec les électrons du cortège électronique des atomes. Le photon cède alors tout, ou partie de son énergie par interaction électromagnétique. La probabilité d'interaction est caractérisée par la section efficace totale d'interaction σ_{tot} . L'atténuation des photons par une épaisseur x de matière est décrite par la formule :

$$N(x) = N_0 e^{(-\sigma_{tot} \eta x)} = N_0 e^{(-\mu_{tot} x)} \quad (2.1)$$

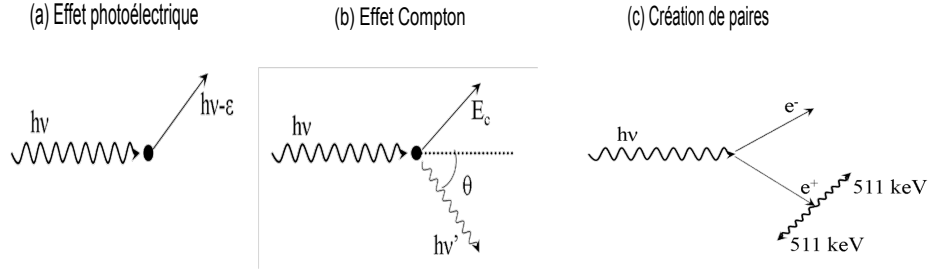


FIGURE 2.2: Schémas représentatifs des trois interactions d'un photon avec la matière : (a) effet photoélectrique, (b) effet Compton et (c) création de paires électron-positron

où N_0 est le nombre de photons incidents, N le nombre de photons à la sortie, η est le nombre d'atomes par unité de volume, et :

$$\mu_{tot} = \sigma_{tot} \eta \quad (2.2)$$

est le coefficient d'absorption linéique. La section efficace d'interaction dépend de l'énergie du photon et de la nature du matériau traversé. Plusieurs processus physiques différents contribuent à la section efficace totale, l'importance de ces différents phénomènes va dépendre en particulier de l'énergie incidente des γ , comme le montre la figure 2.3. Les trois interactions sont décrites ci-dessous et sont représentées de manière schématique sur la figure 2.2.

L'effet photoélectrique correspond à l'absorption totale du photon par un électron. Si l'énergie du photon dépasse l'énergie de liaison de l'électron, il est éjecté du cortège électronique. Lors de ce processus, le photon va donc être absorbé par le milieu, qui va émettre un électron d'énergie égale à celle du photon incident diminuée de l'énergie de liaison de l'électron. Ce dernier va déposer son énergie rapidement et nous aurons ainsi accès à l'énergie totale du γ incident. Cet effet est prépondérant à basse énergie, c'est à dire pour $h\nu < 200$ keV dans le cas du germanium, avec $h\nu$ correspondant à l'énergie du photon. Il est représenté sur la figure 2.2 partie (a).

L'effet Compton correspond à la diffusion élastique d'un photon sur un électron. Le photon cède une partie de son énergie à l'électron sous forme d'énergie cinétique, tandis que le photon résiduel est diffusé à un angle θ avec une énergie $h\nu'$. La loi de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour un e^- de masse m_e donne alors :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.3)$$

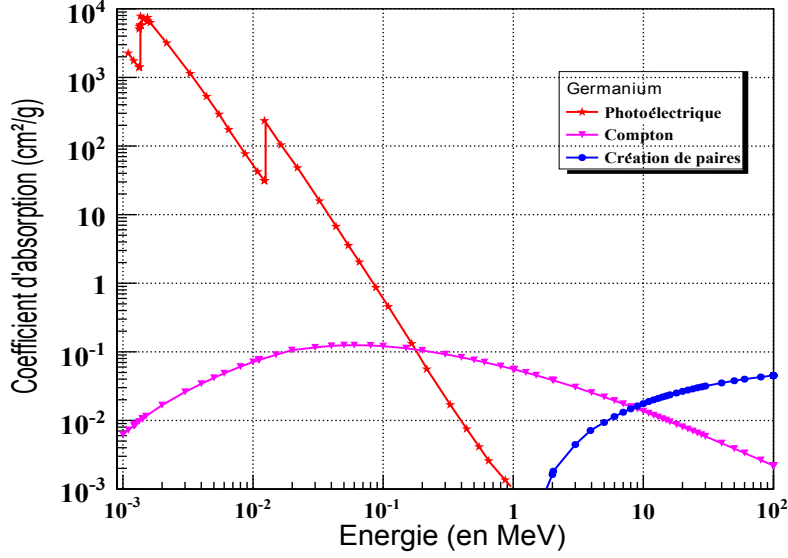


FIGURE 2.3: Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie du photon incident pour le germanium ($Z_{\text{germanium}} = 32$). Pour l'effet photoélectrique (courbe rouge), pour l'effet Compton (courbe rose) et pour la création de paires (courbe bleue). Données calculées par le code XCOM [XCO].

Nous pouvons donc en déduire l'énergie maximale que peut emporter l'électron ($\theta = 180^\circ$) :

$$T_e^{\max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_e c^2}} \quad (2.4)$$

Dans ce cas, nous n'avons pas toujours accès à l'énergie totale du photon. Effectivement, le photon diffusé peut s'échapper du cristal de détection, et l'énergie déposée ne sera pas l'énergie totale de celui-ci. Dans quelques cas, le gamma peut réaliser des diffusions Compton multiples suivies d'un effet photoélectrique et ainsi alimenter le pic de pleine énergie. Cet effet domine, dans le cas du germanium, pour des énergies allant d'environ 200 keV à quelques MeV. Il est représenté sur la figure 2.2 partie (b), avec E_C l'énergie cinétique transmise à l'électron.

La création de paires électron-positron découle quant à elle de la conversion d'un photon dans la matière $\gamma \rightarrow e^+ e^-$. Elle n'est possible que si l'énergie du photon dépasse l'énergie de masse de la paire $e^+ e^-$ soit $E > 2m_e = 1022 \text{ keV}$. Le reste de l'énergie du photon est transmis sous forme d'énergie cinétique à la paire $e^+ e^-$, le positron se recombine avec un électron en donnant deux photons de chacun 511 keV émis à 180° l'un de l'autre.

Dans le cas où les deux photons de recombinaison sont absorbés dans le détecteur, nous récupérons la totalité de l'énergie incidente du photon. Mais il est possible que l'un des photons, ou les deux, s'échappent du détecteur et donne un pic à $E_{inc} - 511$ keV, appelé pic de simple échappement, ou $E_{inc} - 1022$ keV appelé pic de double échappement. Cet effet de création de paires est présenté sur la figure 2.2 partie (c).

La probabilité d'interaction d'un gamma dans la matière est proportionnelle à la densité du matériau traversé. Il est donc primordial d'utiliser un matériau très dense pour obtenir une meilleure efficacité de détection. Un autre facteur a son importance dans le choix du matériau utilisé, c'est sa capacité à rendre compte très précisément de l'énergie déposée dans un détecteur. Un des matériaux qui permet un bon compromis entre ces deux critères de sélection est le germanium ($Z_{\text{germanium}} = 32$). C'est le matériau constitutif de la plupart des détecteurs de spectroscopie γ fine.

2.1.2.2 Principe des détecteurs germanium

Apparu au début des années 1960, le détecteur à semi-conducteur a apporté une amélioration considérable des moyens de la spectrométrie, aussi bien pour les particules chargées (particules alphas, ions divers, électrons) que pour le rayonnement électromagnétique dur. Le détecteur à semi-conducteur peut remplacer les détecteurs à scintillation inorganique NaI pour la spectroscopie γ , car il permet d'obtenir une bien meilleure résolution en énergie. Le faible encombrement et la quasi-absence de zone morte, grâce à l'état solide, ainsi que des pouvoirs de résolution en énergie et en temps très élevés, en ont fait un élément irremplaçable d'un nombre croissant de chaînes de mesure.

Principe d'un détecteur semi-conducteur

Dans un cristal semi-conducteur les porteurs de charge mobiles, responsables de la conduction, se répartissent dans les deux bandes d'énergies les moins liées, à savoir la bande de valence et la bande de conduction. L'intervalle d'énergie entre ces deux bandes est dénommé bande interdite. A une température proche de 0 K la bande de conduction est vide et la bande de valence pleine : en vertu du principe d'exclusion de Pauli, aucun porteur ne peut se déplacer et le système est isolant. A une température plus élevée certains électrons passent dans la bande de conduction laissant des trous dans la bande de valence, les uns et les autres constituant alors des porteurs de charges mobiles : le milieu devient conducteur. Les différentes bandes de valence et de conduction, ainsi que le niveau de Fermi sont représentés dans le schéma de la figure 2.4. Le gap entre la bande de conduction et celle de valence, qui est très étroit pour un semi-conducteur, est lui aussi représenté.

Divers matériaux semi-conducteurs peuvent être utilisés pour la fabrication de ces

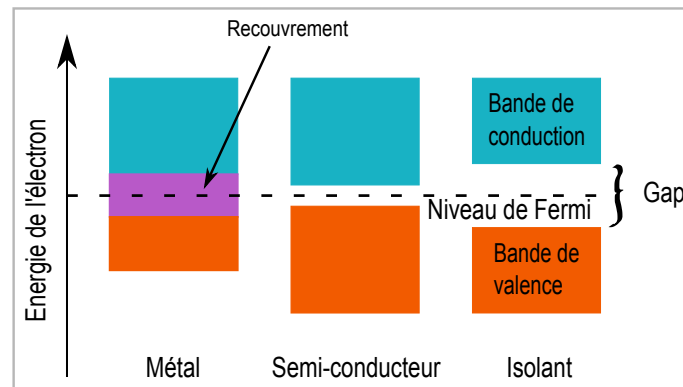


FIGURE 2.4: Représentation schématique des bandes de conduction et de valence dans un élément. Différents cas sont possibles, le cas du métal où il y a recouvrement des deux bandes, le cas du semi-conducteur où le gap est très étroit autour du niveau de Fermi et le cas d'un isolant où le gap est trop important pour que les porteurs de charge puissent se déplacer.

détecteurs. Dans la majorité des cas il s'agit de silicium, pour la détection de particules chargées, ou de germanium pour la détection de rayonnement gamma ou X. Ces matériaux ne sont jamais parfaitement purs, c'est-à-dire parfaitement réguliers et ne contenant aucune impureté. C'est ce qu'on appelle le semi-conducteur intrinsèque. La présence d'impuretés dont la nature et la concentration sont préalablement déterminées leur confère soit, un caractère *N* si la conduction s'effectue en majorité par les électrons de la bande de conduction, soit un caractère *P* si celle-ci s'effectue par les trous de la bande de valence. Ces impuretés, avec leur cortège électronique, introduisent au sein du matériau de nouveaux niveaux d'énergies. Si ces niveaux se trouvent dans les bandes permises du semi-conducteur intrinsèque, alors les impuretés n'ont aucun impact sur les propriétés du semi-conducteur ; tout se passe comme si elles n'existaient pas. En revanche, si les niveaux se trouvent dans la bande interdite, les impuretés modifient considérablement les propriétés du semi-conducteur. Si celui-ci n'est pas dégénéré, il est dit dopé et les impuretés sont appelées dopant.

Un détecteur réel ne peut être constitué d'un simple barreau semi-conducteur homogène enserré entre des contacts purement ohmiques : le champ de collection imposé entraînerait alors un courant permanent excessif, dont les fluctuations se traduiraient par un bruitage du signal inacceptable. La structure habituelle est celle d'une diode créée à la jonction de deux régions de type *P* et *N* (appelée jonction *P-N*) ou à certaines jonctions redresseuses métal-semiconducteur (jonction à la barrière de surface).

En résumé, les détecteurs à semi-conducteurs sont donc un type particulier de détecteurs à ionisation. Au lieu d'exciter ou d'ioniser le milieu, une particule chargée traversant

un semi-conducteur crée des paires d'électron-trous quasi-libres dans la bande passante. Il faut environ 3,6 eV pour créer une paire, à comparer aux 30 eV nécessaires dans un gaz pour une ionisation. Les charges ainsi créées peuvent être détectées en appliquant un champ électrique, le signal électrique délivré par le détecteur est proportionnel à la charge créée, donc à l'énergie. Si les rayonnements entrent dans la région dite de "déplétion", c'est-à-dire la zone où les porteurs de charge sont neutralisés, et créés des paires électron-trou, le résultat est vraiment similaire à une chambre à ionisation. Le flux d'électrons va dans une seule direction, les trous dans une autre, et le nombre total d'électrons collectés peut former un pulse électronique d'amplitude proportionnelle à l'énergie du rayonnement.

Dans la pratique, ces détecteurs sont mis en fonctionnement avec une haute tension de polarisation inverse (1000 – 3000 V), qui a deux effets : elle augmente la magnitude du champ électrique dans la région de "déplétion", rendant la collecte de charge plus efficace, et augmente les dimensions de cette zone en forçant plusieurs transporteurs à la dérive d'une région à une autre. Cette augmentation de dimensions permet d'augmenter le volume sensible du détecteur. Il est donc primordial de travailler avec des détecteurs semi-conducteurs sous haute tension.

Principe d'un scintillateur

Les détecteurs semi-conducteurs au germanium sont parfois entourés d'une enceinte anti-Compton, composée de scintillateurs inorganiques en BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Pour les photons de basses énergies, l'introduction d'éléments de nombres atomiques élevés, tel que le germanate de bismuth ($Z_{\text{bismuth}} = 83$), confère une bonne efficacité. Le rôle de ces enceintes est de fournir un veto anti-Compton qui permettra par la suite, de rejeter les photons qui se seront échappés des détecteurs par diffusion Compton. Ce rejet sera expliqué dans le paragraphe 2.1.2.3. La particularité du scintillateur BGO consiste en son fort pouvoir d'arrêt, assurant une bonne efficacité de détection tout en limitant l'épaisseur des enceintes latérales. Bien que ces scintillateurs inorganiques possèdent une très grande efficacité de détection, leur résolution en énergie est faible (environ 20 % à 1 MeV). On ne les utilise pas comme détecteur principal lors d'étude de spectroscopie γ nécessitant une mesure précise de l'énergie.

2.1.2.3 Le spectromètre JUROGAM II

Le détecteur composé de germanium est un des outils le plus adapté à la détection des γ à haute résolution. Dans cette étude, le multi-détecteur JUROGAM II est composé de 39 détecteurs germanium de haute pureté divisés en deux catégories : 15 unités de géométrie tronconique [Bea92] plus communément appelées "Phase 1" et 24 unités de géométrie trèfle [Duc99] plus communément appelées "Clover". Ce dispositif ainsi que ses

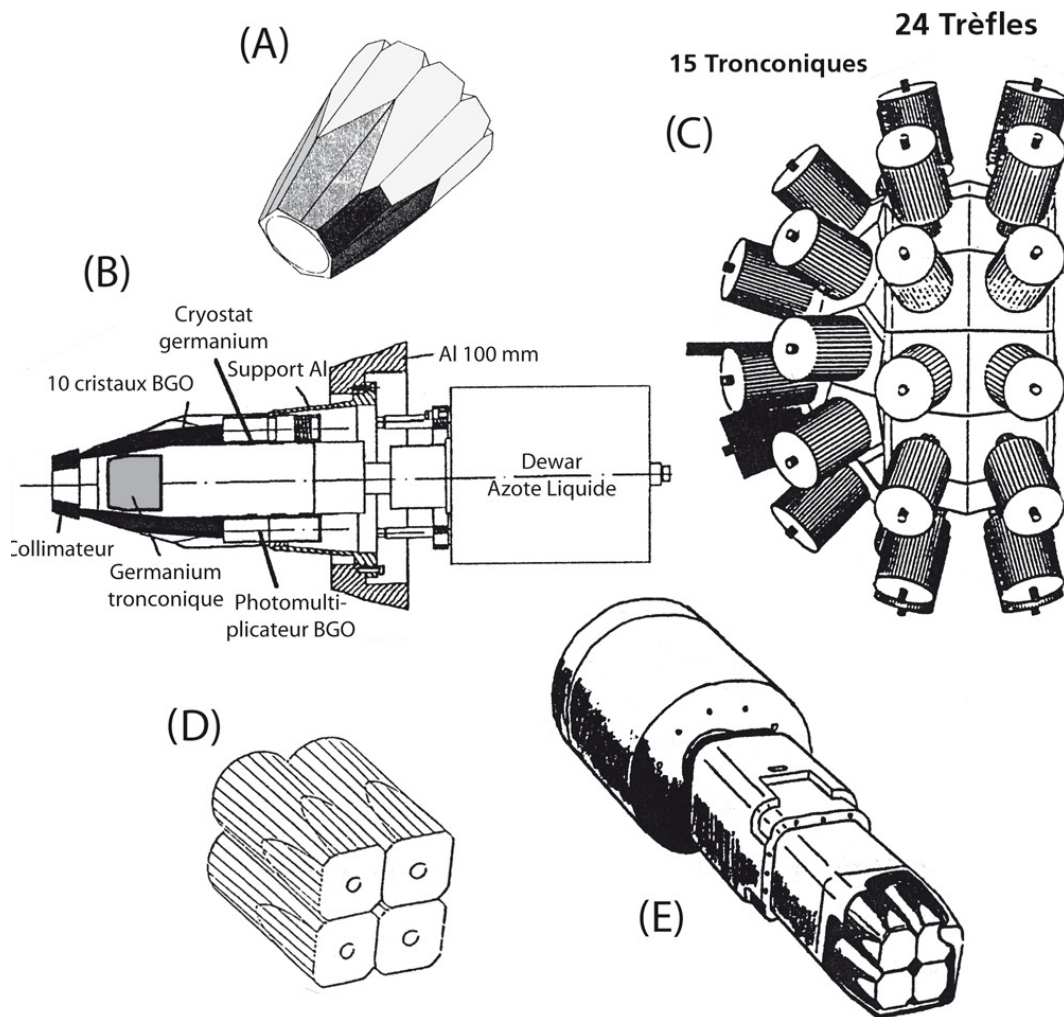


FIGURE 2.5: Schémas du spectromètre JUROGAM II. Ce spectromètre est une combinaison de l'ancien spectromètre EUROGAM et des cristaux de germanium le composant (d'après [Nol94], [Gal99] et [Rub13]). (A) : Enceinte BGO pour un détecteur germanium de géométrie tronconique, (B) : Coupe d'un détecteur germanium de géométrie tronconique inséré dans son enceinte anti-diffusion Compton, (C) : Vue latérale de la structure générale du spectromètre, (D) : Regroupement de quatre cristaux de germanium formant un détecteur de géométrie trèfle, (E) : Vue extérieure d'un détecteur germanium de géométrie trèfle dans son enceinte.

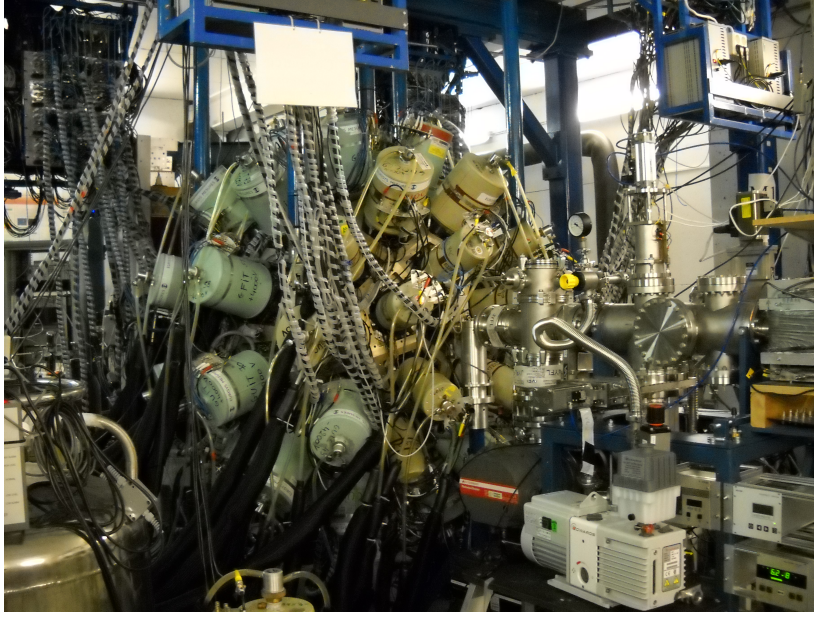


FIGURE 2.6: Photographie du multi-détecteur de rayonnements γ JUROGAM II [Van10].

composants sont schématisés dans la figure 2.5.

Chaque détecteur de géométrie trèfle contient quatre cristaux germanium. Ces détecteurs sont entourés de boucliers anti-Compton composés de germanate de bismuth (BGO). Ces boucliers permettent d'éliminer une partie des γ qui ne déposeraient pas toute leur énergie dans le germanium. Pour chaque rayonnement γ , suite à une ou plusieurs diffusions Compton dans le germanium, deux cas sont possibles ; soit le photon dépose toute son énergie dans le détecteur germanium (dans un ou plusieurs cristaux, explication de la procédure suivie dans le cas où plusieurs cristaux sont touchés par le même photon dans le paragraphe 2.2.2.1), soit il dépose une partie de son énergie dans un germanium et une partie dans le bouclier anti-Compton. Les photons n'ayant pas interagi uniquement que dans le germanium ne contribuent pas au pic de pleine énergie mais au bruit de fond.

Parmi les 39 détecteurs du multi-détecteur JUROGAM II, les clovers sont disposés en deux couronnes symétriques autour de l'angle $\theta = 90^\circ$ (12 à $75,5^\circ$ pour la première couronne et 12 à $104,4^\circ$ pour la seconde), l'angle $\theta = 0^\circ$ étant défini par la direction du faisceau. Les détecteurs Phase 1 sont quant à eux répartis sur deux couronnes, la première comprenant 10 détecteurs à $133,57^\circ$ et la seconde couronne comprenant 5 détecteurs à $157,6^\circ$. Le dispositif de détection JUROGAM II, que nous pouvons observer sur la photographie de la figure 2.6, possède une grande efficacité absolue de détection, d'environ 5,5 % à 1,3 MeV, une couverture angulaire d'environ 2π , une bonne résolution énergétique

et un bon rapport pic sur total grâce aux cristaux de BGO. Lorsqu'on réduit le bruit de fond avec la sélection effectuée sur les photons ayant interagi ou non avec les BGO, une amélioration du rapport pic sur total est observée. La prise en compte des algorithmes de sommation qui sont décrits dans le paragraphe 2.2.2.1 lors de la relecture des données améliore aussi ce rapport.

2.2 Techniques de mises en forme des évènements

Lors de cette expérience, le système d'acquisition a fonctionné dans un mode d'enregistrement total de toutes les données générées par les détecteurs, ce mode est dit "triggerless". Dans cette partie nous allons expliquer les différents tris effectués lors de la relecture et l'analyse hors-ligne de ces données (paragraphe 2.2.1 et 2.2.2). Puis nous décrirons rapidement la méthode de pré-analyse qui a été utilisée (paragraphe 2.2.3). Le schéma de la figure 2.7 récapitule les principales étapes de la procédure d'analyse de données, du traitement des données brutes jusqu'à la création des spectres conditionnés, ce schéma va être expliqué, étape par étape, dans les paragraphes suivants.

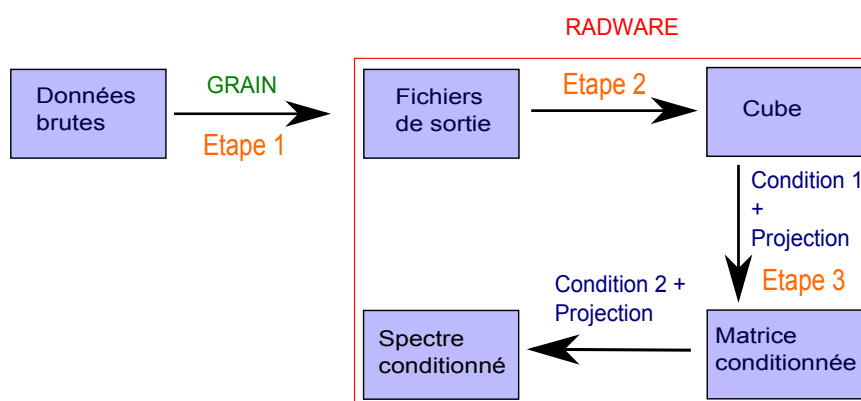


FIGURE 2.7: Schéma explicatif de la procédure suivie pour l'analyse des résultats du traitement des données brutes à la création des spectres conditionnés.

2.2.1 Tri des détecteurs

La première étape a consisté au tri des détecteurs, une étude de résolution et de calibration a donc été effectuée. Cette étude a été réalisée afin de savoir s'il était nécessaire d'enlever quelques cristaux ou quelques détecteurs pour notre étude, si leurs caractéristiques ne répondaient pas à nos critères de sélection. Suite à cette première étude, 3 clovers entiers ont été supprimés, ainsi que 5 cristaux uniques. Les cristaux ont été retirés lorsqu'ils avaient une résolution supérieure à 3,5 keV à 1,3 MeV. Le reste de l'analyse a

donc été effectuée avec les données provenant de 21 clovers (pas tous complets) et de 15 phase 1, donc avec 94 cristaux au total.

2.2.2 Relecture des données

Une fois ce tri effectué, la deuxième étape consiste en une relecture afin d'obtenir des données exploitables et analysables grâce au programme d'analyse GRAIN [Rah08]. Cette étape est représentée sur le schéma de la figure 2.7 dans la partie labellisée étape 1. GRAIN a été développé par des physiciens de Jyväskylä spécialement pour la relecture et l'analyse des données générées par JUROGAM II, ainsi que pour les autres détecteurs présents dans leur laboratoire. Ce programme permet par exemple de créer des événements ou d'imposer une condition sur une certaine multiplicité, c'est-à-dire imposer un certain nombre de détecteurs touchés en un laps de temps qui est défini par l'utilisateur en fonction de l'analyse à mener. Les données étant déjà ordonnées en temps, il suffit de compter le nombre de γ détectés dans cet intervalle. Les événements correspondants à la détection d'au moins $x\gamma$ dans une fenêtre de temps dt peuvent être uniquement récupérés. Pour notre étude, nous avons choisi une multiplicité de 3 γ ou plus dans, soit une fenêtre de temps de 150 ns afin de récupérer tous les événements prompts, soit une fenêtre de temps de 10 μ s afin de récupérer les événements retardés dans des analyses indépendantes. Les deux cubes ayant $dt = 150$ ns et $dt = 10$ μ s sont différents, et seront traités indépendamment l'un de l'autre selon les noyaux étudiés. Concernant les noyaux ne possédant pas d'isomères seul le cube prompt de 150 ns sera utilisé, et pour les noyaux possédant des isomères, les deux cubes pourront être employés. Lors de son exécution, GRAIN permet aussi de créer, visualiser et manipuler les spectres et/ou matrices nécessaires à l'analyse spectroscopique préliminaire. Il est possible également d'effectuer une sortie de ces données dans des fichiers pouvant être lus par d'autres logiciels.

2.2.2.1 Algorithmes de sommation pour les clovers

GRAIN fonctionne avec des fichiers d'entrée pour spécifier, par exemple, de quelle manière doivent être ordonnées les données brutes. Le langage de programmation qui gère cette interface est le langage orienté objet JAVA. Il a été inséré des macros d'analyses permettant de construire différents spectres et matrices nécessaires à l'analyse des données. De plus, les algorithmes de sommation (également appelés "addback") ont eux aussi été implémentés et permettent de reconstruire l'énergie totale d'un rayonnement gamma qui aurait effectué une diffusion Compton d'un cristal de germanium vers un autre cristal du détecteur. Dans notre étude, nous sommes en présence de détecteurs composés de 4 cristaux, la procédure qui a été suivie pour traiter ces détecteurs est expliquée ci-dessous.

Selon le nombre de cristaux touchés dans un même détecteur, en ne prenant en compte

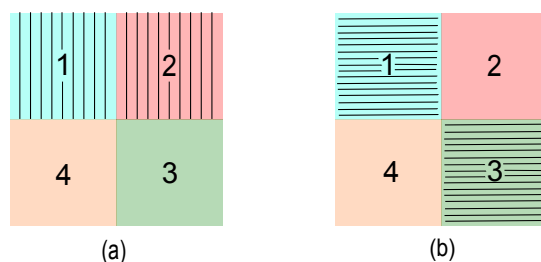


FIGURE 2.8: Schémas des cristaux des clovers de JUROGAM II, permettant de différencier les cas où deux cristaux sont touchés lors de l'algorithme de sommation (addback). Dans le cas (a) les deux cristaux touchés sont adjacents et sont considérés comme un seul γ . Tandis que dans le cas (b) les deux cristaux touchés sont diagonaux, le rayonnement γ est considéré comme deux gammas différents.

que les évènements où nous n'avons pas de signaux de BGO en coïncidence avec les détecteurs germanium, les évènements sont considérés différemment, en effet :

- Si le rayon gamma dépose toute son énergie dans un seul cristal : l'évènement est considéré comme un évènement de type photopic, donc comme un γ unique ;
- Si le rayon gamma dépose son énergie dans deux cristaux distincts : il existe une distinction suivant les cristaux touchés. Si les cristaux touchés ont un côté en commun alors l'énergie des deux cristaux est sommée et considérée comme un γ unique. Si les deux cristaux touchés sont disposés en diagonale l'un de l'autre, ils sont considérés comme deux γ différents, comme rappelé sur le schéma de la figure 2.8 ;
- Si le rayon gamma dépose son énergie dans 3 ou 4 cristaux différents : l'énergie déposée dans tous les cristaux est sommée et enregistrée comme un seul γ .

Cette sélection est possible car les clovers sont loin de la cible, environ 30 cm, pour cette réaction de haute multiplicité. Cet algorithme a été choisi en prenant en compte la physique des détecteurs utilisés. La diffusion des rayonnements γ latérale est en effet plus probable que la diffusion diagonale. De plus, ce type d'algorithme est adapté à la gamme d'énergie balayée dans cette étude qui a une multiplicité moyenne (une dizaine de rayonnements γ émis par fission). Dans le cas de l'étude de rayons X, l'algorithme de sommation n'aurait pas été nécessaire étant donné les faibles énergies de ceux-ci, peu de diffusions auraient eu lieu. Cet algorithme est donc en adéquation avec la physique mise en jeu dans cette expérience de fission.

2.2.2.2 Construction des cubes

A partir des fichiers de sortie générés par GRAIN, nous avons ainsi construit plusieurs cubes nous permettant d'analyser ces données, en fonction de nos attentes. Cette étape correspond à l'étape 2 dans le schéma explicatif de la figure 2.7. Dans le cadre de cette

étude, deux cubes ont été fabriqués. Un premier cube avec une porte en temps de 150 ns permettant l'étude des rayonnements prompts, et un second de $10\text{ }\mu\text{s}$ permettant une analyse des rayonnements prompts et retardés. Le nombre d'évènements moyen par seconde était de $1,3 \times 10^4/\text{s}$, et le nombre d'évènements total de multiplicité 3 ou plus était de 6×10^9 . Suite à cette étape de construction de cube, la phase d'analyse a pu commencer. Cette analyse va être illustrée en utilisant un exemple dans le paragraphe 2.3 pour deux noyaux bien connus. Puis, elle sera détaillée plus précisément pour les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As dans les chapitres 3 et 4, mais aussi pour le noyau ^{98}Y dans le chapitre 5.

2.2.3 Outil d'analyse de cubes : Radware

L'outil que nous avons choisi pour la construction de cubes, de matrices et l'analyse des données de spectre gamma, est la suite de logiciels Radware [Rad95]. Cette étape d'analyse correspond à l'étape 3 du schéma explicatif de la figure 2.7. La suite Radware permet une analyse graphique et interactive des données de coïncidence de rayonnements γ . *Xmlev* est l'un des outils de cette suite, en l'occurrence l'outil avec lequel il est possible de rechercher les coïncidences parmi un jeu de données : le cube.

gf3 est un autre outil de cette suite permettant d'intégrer les pics des spectres obtenus et de les ajuster par des Gaussiennes. L'utilité du programme est d'obtenir des données capitales, telle que l'aire de ces pics, afin de déterminer l'intensité de ceux-ci relativement aux autres, et ainsi d'obtenir des informations sur la désexcitation des noyaux étudiés.

Une fois qu'un cube est obtenu, il est possible d'imposer une condition à une énergie qui nous intéresse. Ensuite, ce cube est projeté et une matrice conditionnée est créée, comme celle présentée sur la figure 2.9. Cette matrice correspond au résultat de la mise en place d'une condition sur les transitions d'énergies : $359,5\text{ keV}$ ou $475,2\text{ keV}$ ou $631,1\text{ keV}$, du noyau ^{142}Ba . Ces trois énergies correspondent aux trois premières transitions de la bande principale de désexcitation de ce noyau, vers l'état fondamental. Cette matrice permet donc d'afficher tous les évènements en coïncidences avec la transition à $359,5\text{ keV}$ ou celle à $475,2\text{ keV}$ ou bien celle à $631,1\text{ keV}$. Puis, une autre condition peut être imposée, ce qui permet d'obtenir un spectre doublement conditionné. Le spectre global que nous avons obtenu avec la matrice conditionnée est présenté dans la figure 2.10. Ce spectre représente le nombre de coups dans les détecteurs, en fonction de l'énergie du rayonnement gamma détecté. Les énergies des rayonnements γ de quelques dizaines de keV à environ 2 MeV peuvent être observées. Le bruit de fond a été soustrait en utilisant la fonction automatique de Radware.

Nous pouvons constater sur ce spectre la présence de raies systématiques. Les pics aux énergies de : $94,1\text{ keV}$, $97,8\text{ keV}$ et $110,3\text{ keV}$ correspondent aux rayons X générés par l'interaction des protons du faisceau avec la cible ^{238}U . Les trois "bosses neutrons",

correspondantes aux pics larges autour des énergies 600, 700 et 833 keV, résultent de l'interaction des neutrons issus de la fission dans les détecteurs. Ces différentes bosses systématiques sont repérées par des flèches vertes sur le spectre de la figure 2.10. Afin de comprendre l'origine de ces pics élargis, il est nécessaire de se pencher sur les phénomènes de capture et diffusion neutron. Lors de la réaction de fission induite par protons, des neutrons rapides sont créés dans la fission prompte et par le refroidissement des fragments chauds primaires. Ces neutrons rapides vont alors se diriger vers les détecteurs germanium. Il va donc y avoir interaction de ces neutrons rapides avec les atomes de germanium présents dans les cristaux de ces détecteurs. Deux réactions peuvent se produire, une réaction de capture neutron par un noyau ^{72}Ge qui produit un noyau ^{73}Ge excité émettant des γ , et une réaction de diffusion sur le noyau ^{72}Ge qui se désexcite lui aussi en émettant des γ . Si on consulte les schémas de niveaux, on constate qu'il existe bien des énergies de transitions γ de désexcitation du ^{72}Ge égales à 834,1 keV et 600,9 keV [NND]. Ces transitions correspondent aux pics que nous observons. Toutefois, ces pics ne sont pas bien définis mais apparaissent très élargis. Afin d'expliquer cet élargissement, il faut prendre en compte l'énergie de recul dans le germanium et donc quantifier cette énergie que nous pourrions comparer à l'élargissement de ces évènements sur les spectres obtenus. Pour déterminer la valeur de cette énergie de recul on utilise la formule 2.5 régissant cette énergie de recul.

$$E_{Ge(A)} = \frac{1}{A+1} E_n \quad (2.5)$$

avec A la masse atomique du noyau considéré, $E_{Ge(A)}$ l'énergie de recul dans le germanium de masse atomique A , et E_n l'énergie cinétique des neutrons rapides produits lors de la fission. Dans cette étude, elle est comprise entre 1 et 2,5 MeV.

En effectuant ce calcul, nous obtenons une énergie de recul dans le germanium comprise entre 13,6 keV et 34,2 keV. Cette énergie correspond à l'élargissement de ces pics qui expérimentalement est de l'ordre de 23 ± 2 keV pour la bosse à 600 keV et de 20 ± 2 keV pour la bosse à 833 keV. Le calcul de l'élargissement correspond donc relativement bien à l'énergie de recul dans le germanium.

Pour la suite de cette étude, il sera donc nécessaire de prendre en compte cette contamination lorsque les énergies des transitions γ que nous voudrions étudier seront dans ces plages d'énergies.

Il est possible de mettre plus qu'une condition sur chaque axe, avec des conditions de OU ou de ET logiques. Lorsque l'on impose plusieurs conditions sur un même axe, c'est la condition OU qui est utilisée, alors que lorsque l'on impose des conditions entre différents axes c'est la condition ET qui est considérée. Dans le cas de conditions multiples sur les deux axes de projections, les combinaisons s'effectuent comme indiquées sur le schéma

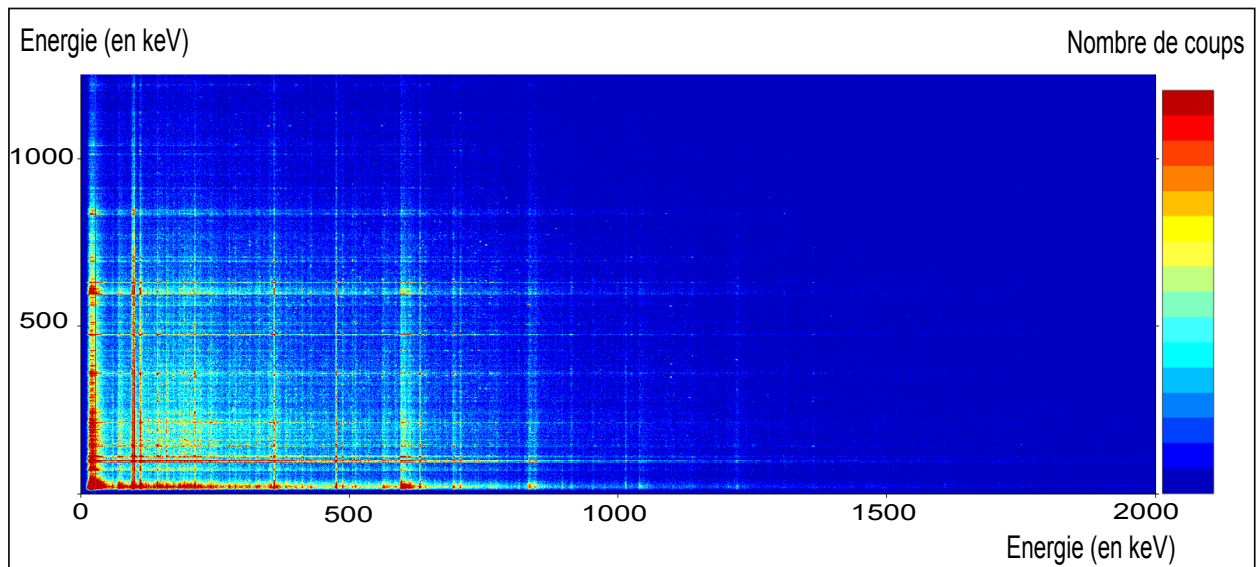


FIGURE 2.9: Exemple d'une matrice $\gamma-\gamma$ conditionnée obtenue dans cette étude. La condition est posée sur les trois premières transitions du noyau ^{142}Ba d'énergies : 359,5 keV ou 475,2 keV ou 631,1 keV.

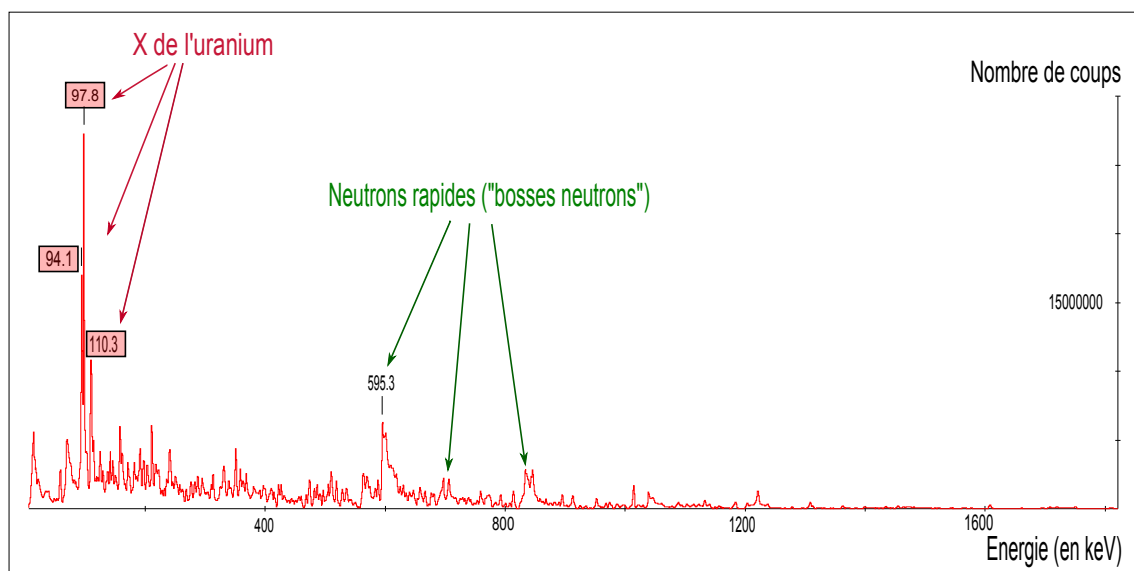


FIGURE 2.10: Spectre total obtenu après pré-analyse, représentant le nombre de coups dans les détecteurs en fonction de l'énergie (en keV). Le bruit de fond a été supprimé et seuls les événements de multiplicité 3 ou plus sont représentés.

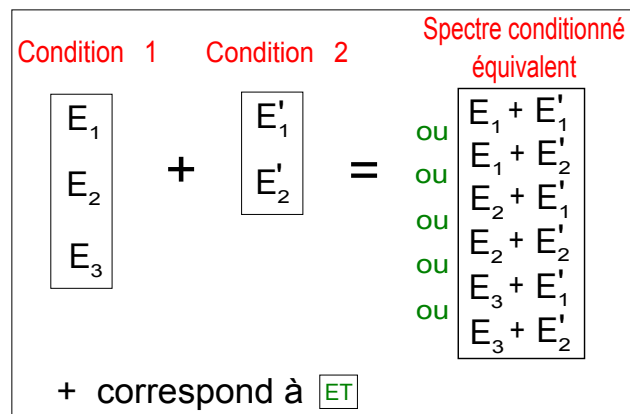


FIGURE 2.11: Schéma explicatif de l'analyse des données via des conditions sur les données. Explications des deux possibilités de ET/OU pour la mise en place des conditions sur les transitions d'énergies.

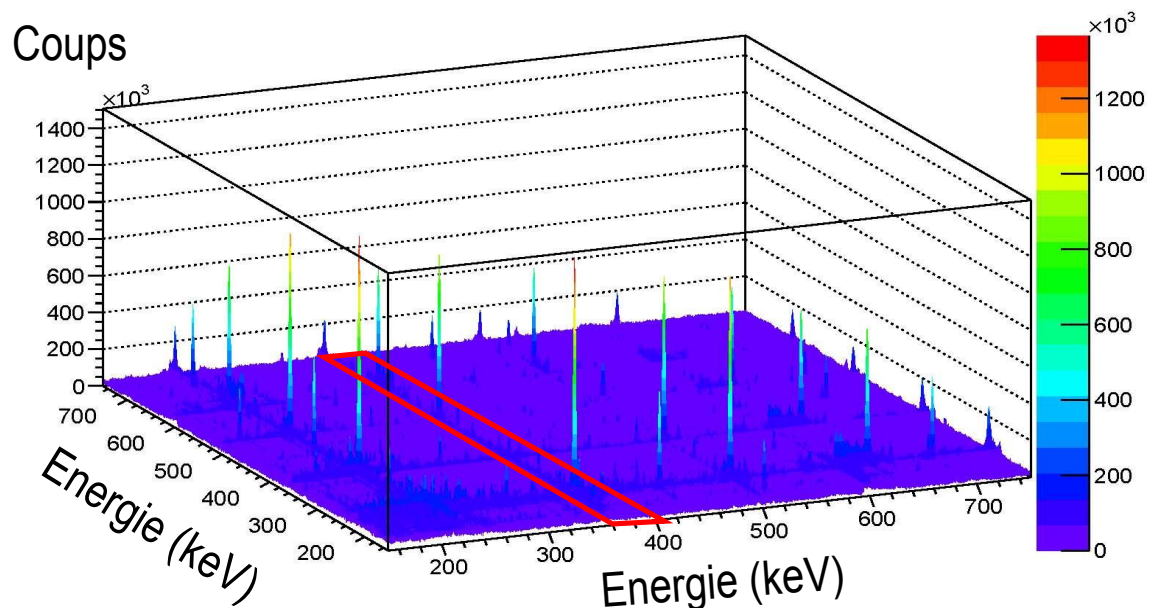


FIGURE 2.12: Une fraction de la matrice $\gamma-\gamma$ construite à partir des données pour le multi-détecteur JUROGAM II issues de l'expérience réalisée à Jyväskylä en février 2011. Elle correspond à une matrice conditionnée par des transitions γ du ^{101}Zr et expose le nombre de coups en fonction des énergies sur deux axes en keV. Le cadre rouge représente une tranche d'énergie qui permet d'illustrer la mise en place de conditions.

de la figure 2.11. Des exemples de listes seront présentées lors de l'analyse du couple de fragment de fission Rb/Ba dans le paragraphe 2.3, mais aussi lors de l'analyse des noyaux proches du ^{78}Ni dans les chapitres 3 et 4.

Afin de mieux comprendre la mise en place de conditions ou portes logiques dans les données de cette expérience, une fraction de la matrice $\gamma-\gamma$ construite à partir des données pour le multi-détecteur JUROGAM II, issues de l'expérience étudiée ici, est représentée dans la figure 2.12. Nous pouvons alors constater que si nous choisissons de poser une condition sur une énergie donnée, cela est équivalent à découper une "tranche" dans cette matrice, et donc à sélectionner tous les coups en coïncidences avec cette "tranche" d'énergie. La condition OU logique peut être utilisée pour déterminer les éléments en coïncidences avec une "tranche" ou une autre. Un exemple est représenté sur la fraction de matrice 2.12, où la tranche est encadrée en rouge. Nous pouvons obtenir ce type de matrice $\gamma-\gamma$ pour tous types de conditions et ainsi étudier les désexcitations des noyaux d'intérêts.

Lors de la réaction de fission étudiée, environ 150 noyaux ont été produits avec suffisamment d'intensité pour des études γ , or un noyau excité produit environ 4 à 5 γ en se désexcitant, ce qui correspond à environ 10 γ produits par fission. Il est donc nécessaire de réaliser des coïncidences triples $E\gamma-E\gamma-E\gamma$ pour pouvoir identifier précisément les transitions sélectionnées dans un noyau. Avec la suite de logiciel Radware, nous pouvons définir graphiquement une fenêtre de coïncidences sur un axe du cube, puis réaliser la projection sur l'autre axe du cube afin d'obtenir un spectre de toutes les transitions en coïncidences avec cette énergie. Ceci implique la présence d'au moins deux transitions qui aient déjà été identifiées dans le noyau d'intérêt, ou le plus probable fragment de fission complémentaire. Le plus probable noyau complémentaire peut être déduit sachant qu'il y a normalement 6 neutrons évaporés en moyenne dans cette réaction [Rub01]. Plus précisément, la dépendance en masse de la chaîne isotopique partenaire a été examinée en détail. Afin d'obtenir un graphe de corrélation permettant une affectation de masses pour les nouvelles transitions, plusieurs étapes doivent être effectuées. La première consiste à imposer une condition sur le fragment de fission et la deuxième consiste à déterminer la masse moyenne du fragment de fission complémentaire, en relevant l'intensité des différentes transitions vers l'état fondamental. Afin de mieux comprendre cette phase d'analyse un exemple sera donné dans le paragraphe 2.3. Aucune preuve d'évaporation de proton a été trouvée dans cette réaction dans les données expérimentales.

2.3 Cas du couple de fragment de fission Ba/Rb

Afin de tester cette méthode d'analyse, nous avons commencé par étudier des noyaux relativement bien connus tels que le baryum et le rubidium. Dans cette partie, nous

allons présenter les différentes étapes d'analyse, afin de se familiariser avec la procédure à suivre pour l'utiliser avec assurance sur des noyaux moins connus, et donc plus difficiles à analyser.

2.3.1 Détermination des fragments de fission complémentaires majoritaires

La première étape de l'analyse consiste en la détermination des fragments de fission secondaires complémentaires majoritaires. Lors de la fission deux fragments sont créés, l'un complémentaire de l'autre. Lors de l'analyse des rayonnements γ émis, il faut prendre en compte la présence de ces deux fragments, donc les connaître. Étant donné que la réaction est une réaction de fission induite par protons sur une cible de ^{238}U , qui donne un système composé de ^{239}Np , nous avons pu déterminer que le fragment complémentaire du baryum est le rubidium. En effet :

$$Z_{tot} = Z_{F_1} + Z_{F_2} \quad \text{donc} \quad Z_{F_2} = Z_{tot} - Z_{F_1} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} Z_{tot} = Z_{^{238}\text{U}} + Z_{proton} = 93 \\ Z_{F_1} = Z_{Ba} = 56 \\ Z_{F_2} = Z_{Rb} = 37 \end{cases} \quad (2.6)$$

D'après les prédictions le nombre de neutrons évaporés en moyenne est égal à 6 avec cette réaction, ce nombre pouvant changer en se rapprochant des couches magiques. À l'aide des prédictions de production des noyaux issues de cette réaction effectuées par V. Rubchenya [Rub01], nous avons déterminé que ce sont les noyaux de rubidium de masse atomique proche de 90 qui ont été majoritairement produits par cette réaction, comme fragments de fission complémentaires au baryum. Afin de vérifier ce paramètre, une analyse des noyaux autour de cette masse pour le rubidium, et une étude des noyaux de baryum résultant d'un nombre moyen de neutrons évaporés compris entre 3 et 9, a été réalisée. Les noyaux d'intérêts sont donc les noyaux de baryum ayant une masse comprise entre 137 et 146. Cette analyse sera décrite avec précision dans le paragraphe 2.3.3.

2.3.2 Conditions mises en place pour l'étude des noyaux de rubidium

La deuxième étape consiste en une étude préliminaire de ces noyaux. Nous avons décidé de définir la fenêtre de coïncidence sur les transitions vers l'état fondamental des noyaux de rubidium impairs (^{89}Rb , ^{91}Rb , ^{93}Rb et ^{95}Rb), et de rechercher parmi les transitions γ en coïncidences les transitions vers l'état fondamental des noyaux de baryum. Il est plus aisé d'effectuer une analyse d'un noyau peu fragmenté, donc très souvent pairs en neutrons

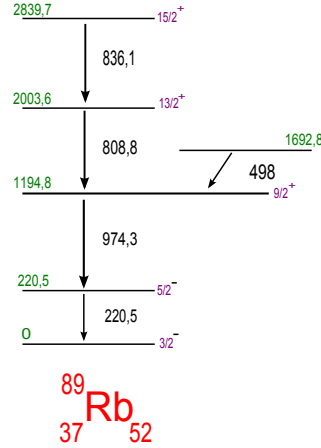


FIGURE 2.13: Extrait de schéma de niveaux du noyau ^{89}Rb à bas spin [NND]. Les deux transitions utilisées comme condition, transitions 220,5 et 974,3 keV, sont présentes, ainsi que les transitions les alimentant qui sont repérables dans le spectre de la figure 2.15. Les énergies des niveaux sont signalées en vert, les énergies des transitions en noir, les spins et les parités sont quant à elles signalées en violet.

et en protons, étant donné que presque la totalité des désexcitations va passer par la transition ($2^+ \rightarrow 0^+$). Il faut toutefois, tenir compte des électrons de conversion interne pour corriger l'intensité de celle-ci, mais aussi de l'efficacité de détection selon l'énergie de cette transition. L'explication de ces corrections sera donnée dans le paragraphe 2.3.3.1. De plus, si nous intégrons cette transition pour chaque noyau pair-pair, nous aurons une mesure représentative de l'intensité de production de ce noyau, aux facteurs de correction près. Cette remarque n'est pas vraie pour le cas des noyaux pairs-impairs ou des impairs-impairs dont la désexcitation est très fragmentée. Il est donc très facile, dans ce cas, de manquer une transition vers l'état fondamental, donc une partie de l'intensité totale, qui pourtant joue un rôle important dans la désexcitation.

Dans le cas du Ba/Rb, le spectre présenté sur la figure 2.15 représente le résultat de mise en place de la coïncidence : 220,5 et 974,3 keV pour le noyau ^{89}Rb . Ces deux énergies correspondent aux deux transitions les plus intenses du noyau ^{89}Rb , la transition à 220,5 keV alimentant son état fondamental, comme l'indique le schéma de niveaux représenté sur la figure 2.13. Il a alors été possible d'intégrer les pics ayant les énergies des transitions vers l'état fondamental des noyaux $^{142,143,144,145}\text{Ba}$. Afin d'identifier les noyaux présents dans ce spectre nous nous sommes appuyés sur les différents schémas de niveaux représentant la désexcitation de ces noyaux répertoriés précédemment (voir schémas de niveaux présentés dans la figure 2.14). Sur ce spectre, les différentes transitions du ^{89}Rb sont observées, ainsi que celles des noyaux complémentaires du Ba (voir différentes annotations sur le spectre de la figure 2.15).

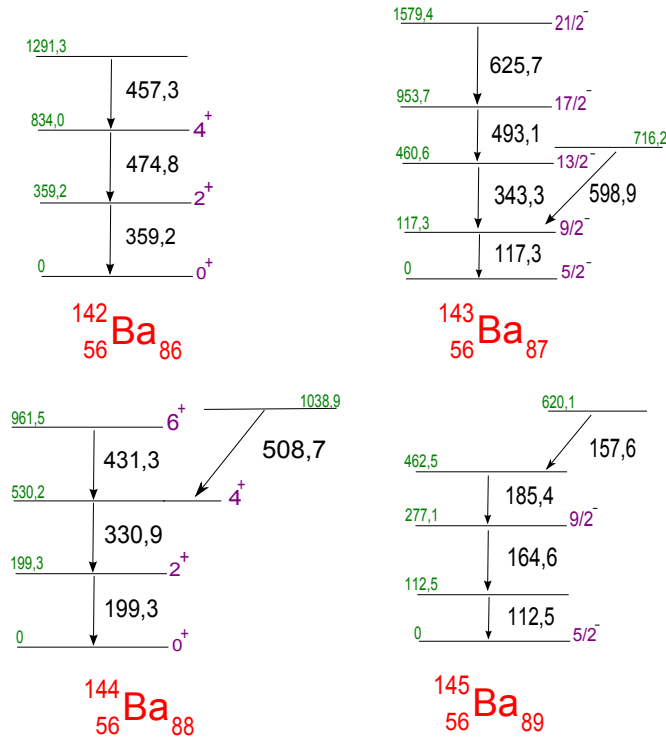


FIGURE 2.14: Schémas de niveaux partiels des noyaux $^{142,143,144,145}\text{Ba}$, complémentaires majoritaires présents dans le spectre de la figure 2.15 [NND]. Les énergies des niveaux sont signalées en vert, les énergies des transitions en noir, les spins et les parités sont quant à elles signalées en violet.

Lors de cette identification, il est possible de trouver des pics ne correspondant à aucune transition du noyau étudié ni à ses complémentaires. Dans ce cas, deux possibilités sont envisageables ; soit c'est une nouvelle transition appartenant aux noyaux étudiés, que nous pourrions confirmer ou infirmer en faisant quelques vérifications (autres conditions), soit un contaminant possédant des transitions aux mêmes énergies que celles imposées, il est donc aussi en coïncidence avec ces dernières. Les contaminants sont repérés par une étoile et identifiés sur les spectres obtenus. Par exemple, représenté en violet sur le spectre, un pic du ^{136}Xe contamine le spectre. Le noyau de ^{136}Xe possède les deux transitions d'énergies 220,5 et 974,3 keV sur lesquelles la condition a été posée. De plus, la transition à environ 600 keV est elle aussi en coïncidence avec ces deux transitions, ce qui explique sa présence contaminante dans ce spectre.

2.3.3 Corrélation en masse

La troisième étape consiste en la création d'une fonction linéaire de corrélation en masse, permettant une identification rapide du fragment de fission complémentaire

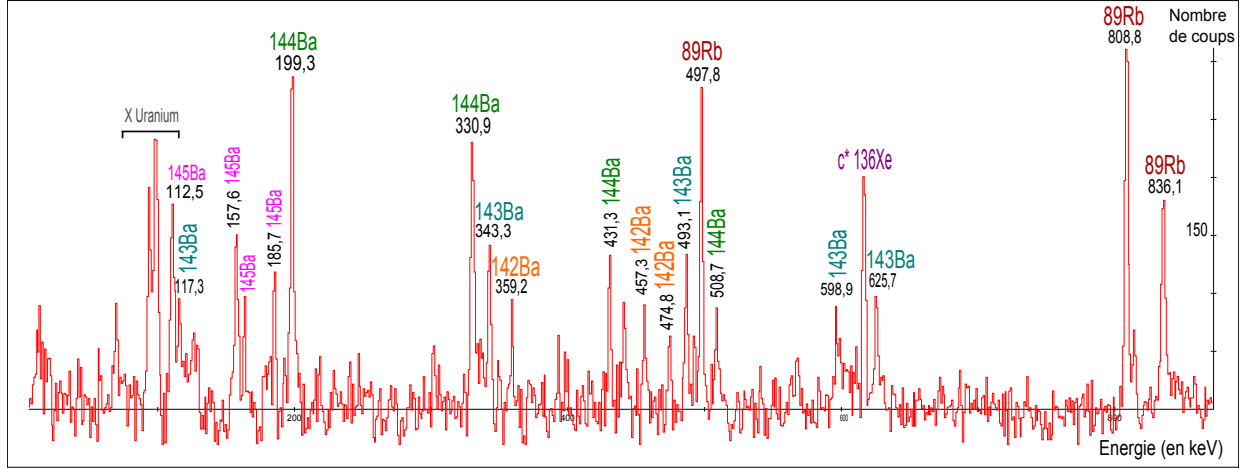


FIGURE 2.15: Spectre du noyau ^{89}Rb , obtenu avec Radware, avec les conditions sur les transitions 220,5 et 974,3 keV. Indexage des noyaux complémentaires $^{142,143,144,145}\text{Ba}$. Le pic annoté avec un C* correspond à un contaminant identifié : le ^{136}Xe .

majoritaire présent. Cette technique a été développée avec une réaction de fission spontanée en 1995 [Ahm95]. Une fois que les différents noyaux en coïncidences avec les noyaux de rubidium respectifs sont identifiés, une intégration des pics, correspondant à ou aux transitions vers l'état fondamental, a été réalisée. Pour le cas d'exemple du noyau ^{89}Rb , nous avons intégré les pics des transitions vers l'état fondamental des noyaux $^{142,143,144,145}\text{Ba}$, correspondants à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ pour les noyaux pairs-pairs, et à la somme des transitions vers l'état fondamental pour les noyaux pairs-impairs. Puis, ces aires ont été corrigées en prenant en compte l'efficacité de nos détecteurs et les facteurs de conversion interne.

2.3.3.1 Corrections à appliquer

Ces corrections à appliquer sur l'intégrale des pics sont expliquées dans ce paragraphe. L'efficacité de détection est présentée, puis les facteurs de conversion interne à prendre en compte sont exposés.

L'efficacité de détection varie avec l'énergie. Un rayonnement de haute énergie n'est pas détecté de la même manière qu'un gamma de basse énergie. Afin de quantifier ce paramètre, il est nécessaire d'utiliser des sources radioactives pour couvrir au mieux la gamme d'énergie que nous voulons étudier par la suite. Dans cette étude, trois sources ont été utilisées : une source ^{152}Eu , une source ^{133}Ba et une ^{60}Co , dont les activités et les transitions sont bien connues. Grâce à ces sources le nombre de gamma émis aux

énergies considérées peut être déterminé à l'aide des différentes intensités des transitions. L'activité de la source peut être considérée comme constante au vue du temps de vie de la source ^{152}Eu qui est de 13 ans. La formule de l'efficacité utilisée est celle citée sur le site de la suite de logiciel Radware [Rad] :

$$eff(E_G) = \exp\left[\left((A+Bx+Cx^2)^{-G} + (D+Ey+Fy^2)^{-G}\right)^{\frac{-1}{G}}\right] \quad \text{avec} \quad \begin{cases} x = \ln\left(\frac{E_G}{E_1}\right) \\ y = \ln\left(\frac{E_G}{E_2}\right) \end{cases} \quad (2.7)$$

Avec E_G l'énergie du gamma que l'on veut étudier. Dans notre étude, les coefficients de l'efficacité ont été déterminés en ajustant les données obtenues grâce aux spectres des sources de ^{152}Eu , ^{133}Ba et ^{60}Co . Les coefficients sont donc égaux à :

- $A = 8,064$
- $B = 2,453$
- $C = 0$
- $D = 5,663$
- $E = -6,857.10^{-1}$
- $F = -8,490.10^{-2}$
- $G = 1,491.10^1$
- $E_1 = 100 \text{ keV}$
- $E_2 = 1000 \text{ keV}$

Une fois ces paramètres connus, il est possible de déterminer l'efficacité relative de détection en fonction de l'énergie du rayonnement gamma. La courbe de celle-ci est présentée sur la figure 2.16. Cette courbe a été normalisée à 1, c'est-à-dire que le maximum d'efficacité a été fixé égal à 100 %. Nous ne ferons par la suite que des rapports d'efficacité, une efficacité absolue n'est pas nécessaire pour les corrections à appliquer ici, cependant celle-ci aurait pu être déterminée à l'aide du pic somme du spectre de cobalt 60 par exemple. Il est important de corriger les valeurs d'aires d'intégration par l'efficacité de détection, pour des rayonnements d'énergies différentes. Si nous voulons comparer l'intégrale d'un pic à une énergie d'environ 100 keV avec un pic d'énergie d'environ 600 keV, l'efficacité de détection est divisée par plus d'un facteur deux. Cette correction est donc très importante.

La conversion interne est le deuxième phénomène à prendre en compte dans les facteurs correctifs à apporter à l'intégrale des pics, correspondants au rayonnement gamma émis lors de la réaction étudiée ici. Toutes les désexcitations ne se font pas à cent pour cent

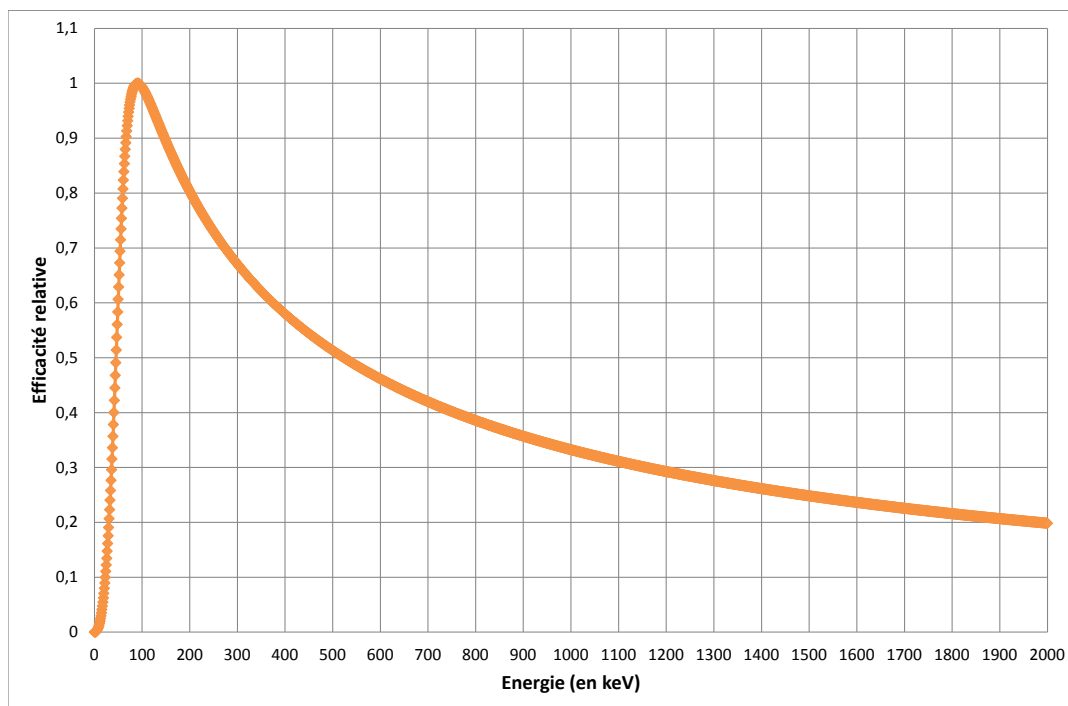


FIGURE 2.16: *Efficacité relative de détection du dispositif expérimental JUROGAM II en fonction de l'énergie du rayonnement gamma en keV.*

par émission γ , il faut tenir compte du pourcentage de décroissances s'effectuant par conversion interne. Or dans ce cas, seuls les rayonnements γ sont détectés, toutes les désexcitations du noyau ne sont pas collectées.

La conversion interne est un processus par lequel un noyau, se trouvant dans un état excité, transfère tout ou partie de son énergie d'excitation à un électron des couches K ou L de l'atome dans cette étude. Cet électron est alors expulsé. Ce phénomène de conversion interne est accompagné majoritairement dans cette étude de l'émission de rayons X , caractéristique des couches électroniques de l'atome. Qui plus est, selon le type de transition étudiée, le facteur de conversion interne évolue fortement. Ces coefficients augmentent avec la multipolarité L de la transition et ils seront d'autant plus grand que la différence d'énergie entre l'état initial et final est faible. La formule de correction à appliquer au nombre de γ détectés est :

$$N_{tot} = N_\gamma(1 + \alpha(E)) \quad \text{avec} \quad \alpha(E) = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} \quad (2.8)$$

avec N_{e^-} le nombre d'électrons de conversion interne émis, N_γ le nombre de gamma émis, $\alpha(E)$ le coefficient de conversion interne total. Cette valeur de coefficient peut être trouvée avec BRICC [Bri]. Ce coefficient correspond au rapport entre le nombre de désexcitations par émission γ et par conversion interne. Une fois ces facteurs appliqués aux nombres de coups N_γ , il est possible de comparer les différentes transitions entre elles dans un même référentiel.

Afin d'appliquer ces deux corrections, il suffit donc de déterminer le nombre de coups relatif à ces deux facteurs de correction avec la formule :

$$N_{relatif}(E) = \frac{N_{spectre}(E)}{\epsilon_{relatif}(E)}(1 + \alpha(E)) \quad (2.9)$$

avec $\epsilon_{relatif}(E)$ l'efficacité relative de détection déterminée précédemment et $N_{spectre}$ le nombre de rayonnements γ détectés. Les corrections concernant la conversion interne sont de l'ordre de 10 % au maximum dans cette étude, donc relativement faible.

2.3.3.2 Droite de corrélation en masse

Une fois ces corrections effectuées pour chaque noyau, la courbe représentant l'intensité relative des transitions vers l'état fondamental des noyaux de baryum en fonction du nombre de neutrons évaporés, a été réalisée. Par exemple, pour le noyau ^{89}Rb , une Gaussienne représentée dans la figure 2.17 a été obtenue. Puis, le centroïde de cette Gaussienne a été déterminé afin de déduire la masse atomique moyenne du noyau de baryum le plus produit, comme complémentaire au noyau ^{89}Rb . Ce même type de Gaussienne a été réalisé pour chaque noyau de rubidium étudié. Etant donné que ces masses atomiques moyennes sont connues, la courbe représentant cette donnée en fonction de la masse du noyau de rubidium peut être tracée. Le résultat de cette courbe est présenté dans la figure 2.18. Avec une simple conversion il est possible de tracer le nombre de neutrons évaporés en fonction de la masse du noyau de rubidium étudiée.

Le comportement de cette corrélation est plutôt linéaire et le nombre moyen de neutrons évaporés oscille entre 5 et 6 neutrons. Ces constatations confirment ce qui était attendu avec cette expérience [Rub01]. Cependant il est préférable de refaire cette pré-analyse avant de commencer la spectroscopie détaillée d'autres noyaux, afin de connaître les noyaux complémentaires susceptibles d'être détectés avec certitude. Pour certains couples de fragments de fission ce nombre moyen de neutrons évaporés peut varier de

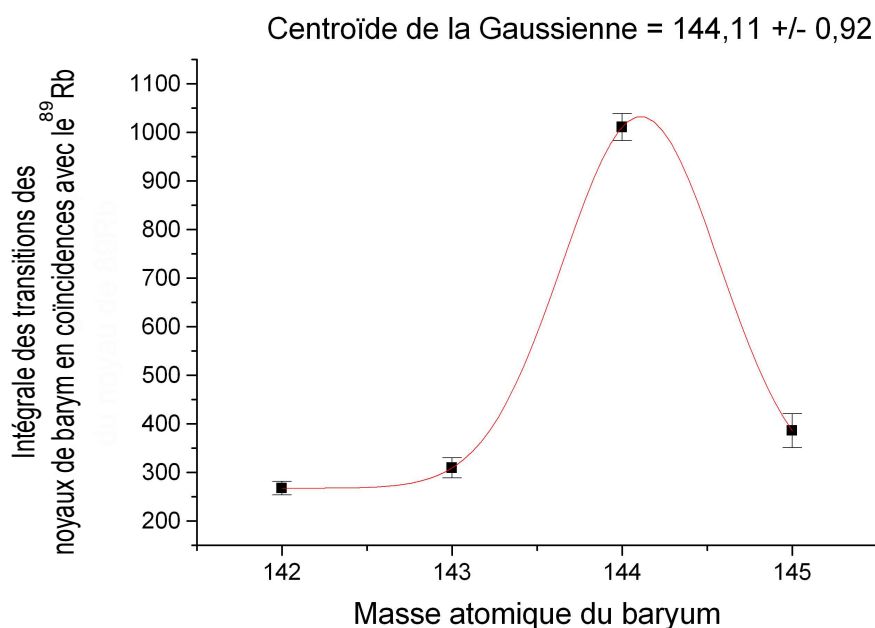


FIGURE 2.17: Intensités relatives des transitions correspondantes aux transitions vers l'état fondamental des noyaux de baryum en coïncidences avec le ^{89}Rb , en fonction de la masse atomique des noyaux de baryum complémentaires repérés dans le spectre de la figure 2.15.

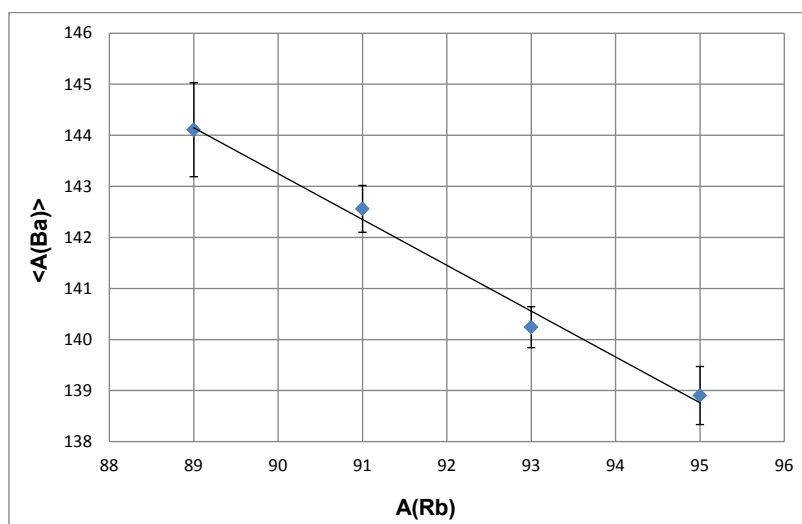


FIGURE 2.18: Corrélation en masse pour la détermination du fragment complémentaire majoritaire, permettant l'analyse des noyaux de Rb/Ba. Ce graphique représente la moyenne des masses atomiques des noyaux de baryum en fonction des masses atomiques des noyaux de rubidium complémentaires.

quelques unités. A l'aide de cette droite de corrélation en masse, une identification des noyaux complémentaires aux noyaux que l'on veut étudier est possible, nous pouvons alors savoir où commencer à chercher. De plus, de nombreuses vérifications supplémentaires sont effectuées, afin d'être sûr de l'appartenance d'une transition γ à un noyau en particulier. Dans le cas du ^{89}Rb , les deux fragments complémentaires majoritaires sont les noyaux ^{144}Ba et ^{145}Ba .

2.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental en exposant dans un premier temps, le but de l'expérience réalisée au laboratoire JYFL (Finlande) en 2011, puis en expliquant le principe de détection des γ avec des détecteurs germanium. Cette expérience nous permet d'étudier les noyaux ayant une masse atomique comprise entre 80 – 100.

Ensuite, nous avons décrit la procédure suivie lors de la pré-analyse et l'analyse en partant de l'acquisition des données brutes, jusqu'à l'analyse des données conditionnées. Puis, les différents outils utilisés et la procédure suivie ont été présentés sur un cas précis de couple de fragment de fission, le couple baryum/rubidium. Nous avons présenté la procédure pour la détermination des fragments de fission complémentaires majoritaires, puis les différentes conditions mises en place pour l'étude de ces noyaux. Enfin la méthodologie suivie pour obtenir la corrélation en masse pour ce couple de fragment de fission a été exposée. L'étude de cette paire de fragments de fission nous a donc permis de confirmer, pour ces noyaux, que le nombre de neutrons évaporés est en moyenne de 6. Cependant, il est préférable de vérifier cette donnée pour tous les autres noyaux que nous analyserons par la suite. Cela nous permet aussi d'assigner de nouvelles transitions à des noyaux, d'extrapoler vers des noyaux trop peu produits avec notre réaction, ou pas assez connus auparavant pour mettre en œuvre cette technique.

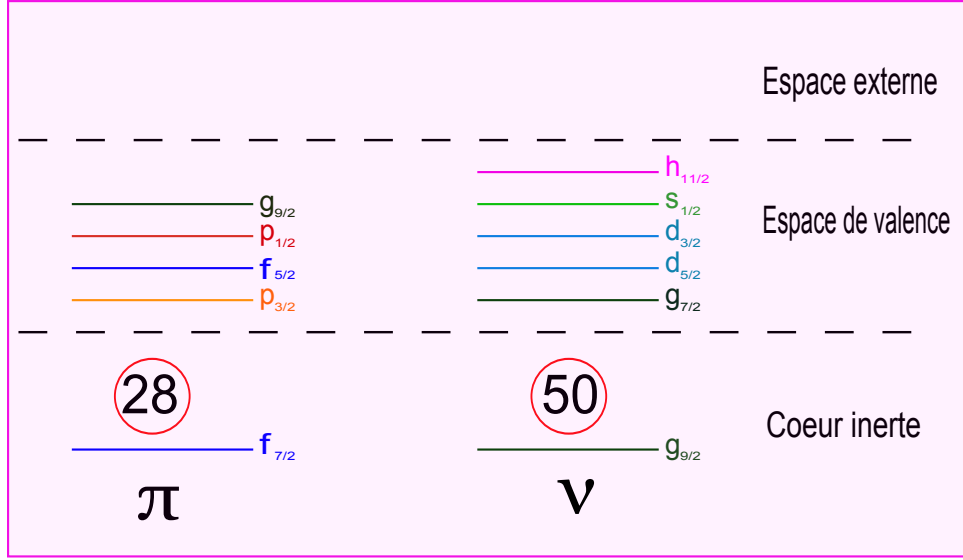
Cette procédure pourra être utilisée pour l'étude de n'importe quels fragments de fission assez fortement produits dans la réaction (p,F), qui pourrait nous intéresser par la suite. Nous allons donc dans le chapitre suivant, utiliser ces techniques d'analyse, afin d'améliorer les connaissances concernant les états excités des noyaux de la région du ^{78}Ni .

Etude des noyaux proches de la fermeture de couche sphérique $N = 50$

Ce chapitre est dédié à l'étude des noyaux proches de la fermeture de couche sphérique $N = 50$. Il est important de recueillir le plus de données possibles sur les noyaux autour du noyau ^{78}Ni , qui n'est pas encore considéré comme un noyau doublement magique avec certitude. Pour cela, dans un premier temps les motivations de ce type d'étude sont présentées. Puis, un état de l'art des connaissances concernant les noyaux étudiés dans ce manuscrit et proches de $N = 50$, est exposé. Enfin, les différents résultats expérimentaux tels que les schémas de niveaux et les intensités relatives sont présentés.

Sommaire

3.1	Motivations de l'étude de cette région	62
3.2	Etat de l'art des noyaux : $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As	63
3.2.1	Evolution du gap de la couche $N = 50$	66
3.2.1.1	Stabilité de ce gap dans le noyau ^{84}Se	66
3.2.1.2	Diminution possible de l'énergie d'excitation cœur neutron pour la couche magique $N = 50$	67
3.2.1.3	Comparaison de différents calculs de modèle en couches pour le ^{84}Se	69
3.2.1.4	Conclusion de l'état de l'art du ^{84}Se	70
3.2.2	Identification des états excités dans le noyau ^{86}Se	72
3.2.3	Structure du noyau ^{83}As	74
3.2.3.1	Noyau ^{83}As produit par réaction de fusion-fission	74
3.2.3.2	Noyau ^{83}As produit par réaction de transfert multi-nucléon	74
3.3	Résultats expérimentaux	76
3.3.1	Schémas de niveaux ^{84}Se	76
3.3.2	Schémas de niveaux ^{86}Se	81
3.3.3	Schémas de niveaux ^{83}As	84
3.3.4	Rappels concernant les intensités relatives	88
3.3.5	Procédure et résultats des intensités relatives	90
3.4	Conclusion du chapitre	93

FIGURE 3.1: Vue schématique du cœur ^{78}Ni avec $N=50$, $Z=28$ et les orbitales de valence.

3.1 Motivations de l'étude de cette région

Le fait que le noyau ^{78}Ni soit un noyau doublement magique reste une question ouverte notamment pour savoir s'il peut être, ou non, utilisé comme un cœur fermé dans les calculs de modèle en couches. L'évolution de la taille du gap de la couche $N=50$ entre $Z=28$ et $Z=38$ dépend des interactions proton-neutron entre les orbitales $\pi(f_{5/2}), \pi(p_{3/2})$ pour les protons, et les orbitales $\nu(g_{7/2}), \nu(d_{5/2})$ pour les neutrons, correspondant aux deux premières orbites au-dessus du cœur inerte. Les états 2^+ dans la chaîne isotonique $N=50$ sont prévus pour être formés par des excitations de protons dans les couches $\pi(fp)$. Afin de situer ce gap de couche, la figure 3.1 représente une vue schématique du cœur ^{78}Ni avec $N=50$, $Z=28$ et ses orbitales de valence. Une autre motivation est de pouvoir tester les interactions nucléon-nucléon dans une région très riche en neutrons.

Actuellement, les études expérimentales des états excités de ce noyau, ou de ses plus proches voisins, ne sont pas encore possibles. Une idée pour tester les interactions et les énergies effectives à une particule utilisées dans les calculs de modèle en couches, est d'étudier les masses proches de $A=80$ et proches de la couche fermée en neutrons $N=50$. Ces noyaux riches en neutrons n'ont été que peu étudiés et la détermination des niveaux d'énergies excités et des spins, permettra de tester les prédictions des calculs de modèle en couches. Les noyaux riches en neutrons de la région $A=80$ ont été étudiés auparavant grâce à des réactions de fission spontanée du ^{252}Cf ou du ^{248}Cm donnant accès à des états de spins intermédiaires. Ils ont été caractérisés par spectroscopie gamma des fragments de fission, comme par exemple dans [Jon06].

Les réactions inélastiques [Zha04] ainsi que les réactions de fission induite par des ions légers [Por09], ont aussi été utilisées pour peupler les noyaux de cette région. Des réactions de décroissance β ont aussi été réalisées à ISOLDE au CERN et à ALTO à Orsay pour étudier les états excités de bas spin.

Dans cette étude, différents noyaux vont être étudiés plus précisément. Ils sont entourés en rouge dans le zoom de la carte des noyaux présenté dans la figure 3.2. L'étude des noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As peut permettre d'acquérir de nouveaux éléments et de comprendre l'évolution du gap de la couche $N = 50$ entre $Z = 28$ et $Z = 38$, puisqu'ils possèdent des nombres de protons compris dans cette gamme ($Z = 33$ pour l'arsenic et $Z = 34$ pour le sélénium). Ces études peuvent aussi aider à la détermination de comportement nucléaire des isotones de ces noyaux, qui peuvent être plus difficiles à produire expérimentalement. Il est aussi possible de tester des interactions protons-protons très sensibles pour les noyaux ayant $N = 50$.

3.2 Etat de l'art des noyaux : $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As

Afin de comprendre les motivations de l'étude de ces noyaux en particulier, intéressons nous à l'état des connaissances les concernant. Dans cette partie, un état de l'art des ces noyaux va donc être présenté.

L'étude des noyaux autour du ^{78}Ni est de première importance pour déterminer comment le gap de couche $N = 50$ évolue avec un excès de neutrons. Une des méthodes pour estimer l'énergie du gap de couche est d'étudier les états particule-trou dans lesquels un nucléon est promu à travers le gap. Les prédictions des différents modèles théoriques pour les isotones ayant $N = 50$ apportent différentes conclusions. Les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov basés sur l'interaction effective à 2 corps de Gogny [Gir88] et les calculs de modèle en couches [Dau00], prédisent une persistance de la fermeture de couche pour les noyaux $N = 50$ proches du noyau ^{78}Ni .

Les isotones ayant $N = 52$ sont quant à eux attendus comme des noyaux sphériques avec des excitations dominées par le couplage de particules uniques. A basses énergies d'excitations, les deux neutrons de valence occupent l'orbitale ($d_{5/2}$), où ils peuvent se coupler et contribuer à des niveaux avec un spin de 0^+ , 2^+ et 4^+ . A hautes énergies un ou deux de ces neutrons peut être promu sur une autre orbitale (c'est-à-dire ($g_{7/2}$) et niveaux produits avec un spin de 6^+ ou plus). De tels procédés requièrent une énergie supplémentaire et nous pouvons nous attendre à une augmentation du gap en énergie entre les niveaux 4^+ et 6^+ . Ce phénomène peut être observé dans la comparaison systématique des énergies d'excitation des niveaux yrast, dans les isotones ayant $N = 52$, présentée dans la figure 3.3 et issue de l'étude de M. Czerwinski *et al.* [Cze13]. Sur cette figure, nous pouvons observer que les énergies des niveaux 2^+ et 4^+ sont faiblement dé-

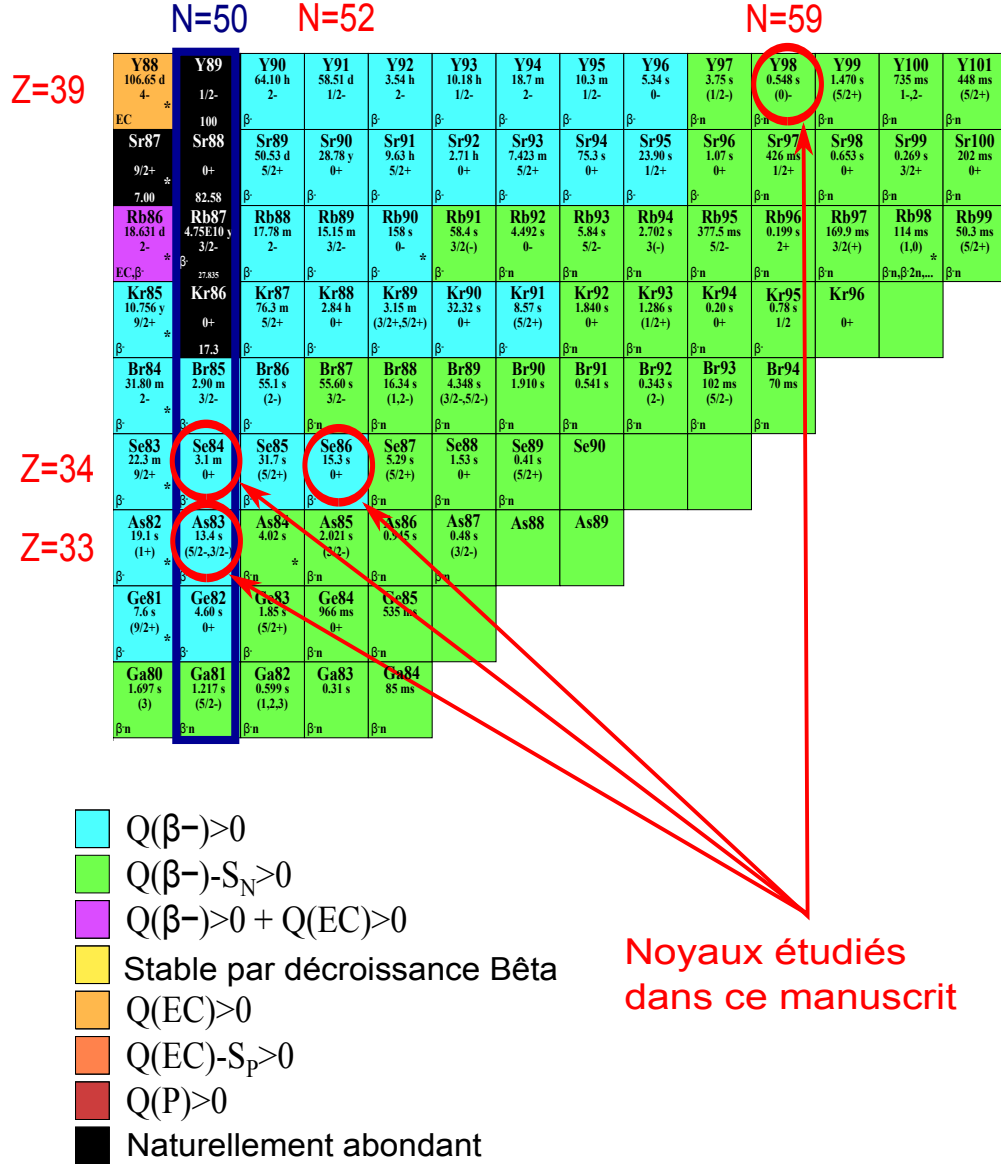


FIGURE 3.2: Zoom sur la carte des noyaux permettant de situer les différents noyaux étudiés dans ce manuscrit, entourés en rouge. La couche magique $N = 50$ est encadrée par un rectangle bleu. Les couleurs représentent les différentes valeurs des coefficients de réaction β , de captures électroniques et autres décroissances.

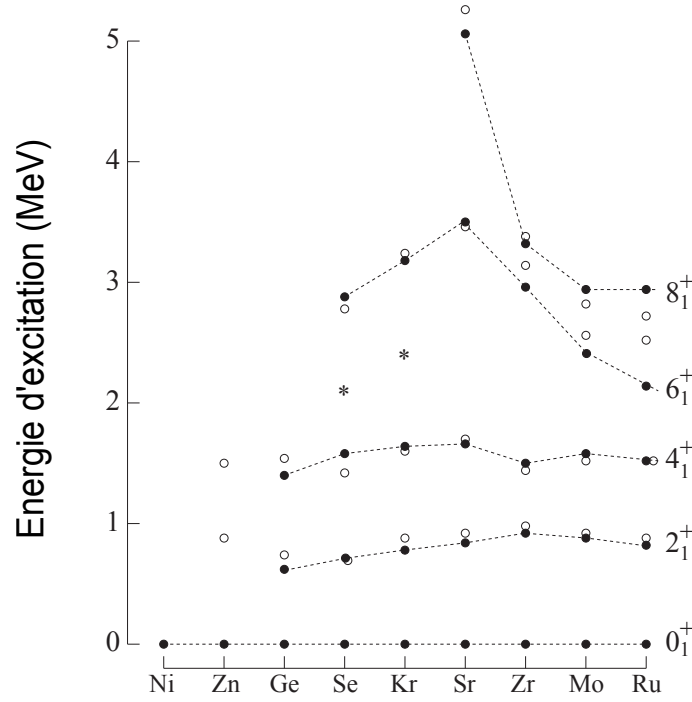


FIGURE 3.3: Comparaison systématique des énergies d'excitations des niveaux yrast dans les isotones ayant $N = 52$ (cercles remplis). Ce graphique est issu de l'article [Cze13]. Les cercles vides représentent les énergies obtenues dans les calculs de modèle en couches de cet article. Les étoiles représentent les énergies expérimentales du niveau 6_1^+ dans le ^{86}Se et le ^{88}Kr , reportées précédemment dans [Jon06] et [RU00].

pendantes du nombre de protons, par contre les énergies des niveaux 6^+ montrent des variations significatives. Tout d'abord, elles augmentent avec le nombre de protons jusqu'à 3,4 MeV dans le ^{90}Sr . Cela peut être associé à la fermeture de la sous-couche $Z = 38$. Au dessus de $Z = 38$, la tendance des énergies des niveaux 6^+ reflète le comportement des états 2^+ dans les isotones $N = 50$, qui suggère que les états 6^+ peuvent être formés par le couplage de deux neutrons alignés au proton 2^+ . Ensuite, l'énergie d'excitation du niveau 6^+ diminue rapidement. M. Czerwinski *et al.* [Cze13] ont constaté qu'il est surprenant d'observer cette diminution déjà pour le noyau ^{92}Zr , où une autre fermeture de sous-couche est présente à $Z = 40$, qui s'est manifesté pour le moment dans les énergies d'excitations des niveaux 2^+ et 4^+ du ^{90}Zr . Cela indique que d'autres mécanismes contribuent à l'énergie d'excitation 6^+ au-dessus de $Z = 38$. Une possible explication est le peuplement de l'orbitale proton ($g_{9/2}$) dans les noyaux avec $Z \leq 40$. Or, il a été prédit que l'orbitale proton ($g_{9/2}$) interagit fortement avec l'orbitale neutron $g_{7/2}$, c'est le "spin-orbit partner" (SOP) [Fed77],[Fed78],[Fed79a] et [Fed79b].

Différentes théories s'affrontent, ce qui montre l'intérêt d'étudier et d'analyser ces

noyaux plus en détails.

3.2.1 Evolution du gap de la couche $N = 50$

Concernant le noyau ^{84}Se , étudié auparavant par différentes équipes, nous allons dans cette partie exposer le travail de deux de ces équipes, étant donné que c'est sur la base de ces travaux que celle-ci a été réalisée.

3.2.1.1 Stabilité de ce gap dans le noyau ^{84}Se

Tout d'abord, l'étude de Y.H. Zhang *et al.* présentée dans l'article [Zha04], expose les états excités du noyau ^{84}Se . L'expérience utilisée est une réaction profondément inélastique issue de l'interaction d'ions du ^{82}Se à 460 MeV, avec une cible de ^{192}Os . La cible, isotopiquement enrichie à 97,8 %, avait une épaisseur de 60 mg/cm^2 , suffisante pour stopper tous les fragments de réaction. Les états excités ont été étudiés par spectroscopie des rayonnements γ . Des coïncidences $\gamma-\gamma-\gamma$ ou plus, ont été enregistrées avec le spectromètre 4π GASP [Baz92], composé de 40 détecteurs à large volume de germanium et de suppresseurs Compton.

Le schéma de désexcitation obtenu avec cette étude est présenté dans la figure 3.4. Les spins et les parités des niveaux ont été déduits, quand cela était possible, à l'aide des rapports de distributions angulaires (ADO) pour les états orientés. L'analyse de ces rapports a permis de confirmer les assignations de spins $I^\pi = 2^+(1455 \text{ keV})$ et $4^+(2122 \text{ keV})$, correspondants aux deux premiers états excités du noyau ^{84}Se . Cette analyse a aussi permis d'assigner un spin de 6^+ pour l'état excité à une énergie de 3702 keV, en s'appuyant sur les valeurs ADO de la transition directe 1580 keV et de proposer un spin 5^+ pour la transition de 164,7 keV. Toutefois, pour les autres transitions d'énergies 1249,7 et 704,8 keV, le calcul des rapports de distributions angulaires n'a pas été possible, étant donné que dans cette réaction la statistique n'était pas suffisante. Quant à l'état excité à 4406 keV, le spin 7^+ a été suggéré par une comparaison avec le noyau ^{86}Kr .

Des calculs utilisant le modèle en couches ont été effectués pour compléter cette étude. Dans celle-ci deux séries de calculs ont été utilisées [Zwa85], une suivant le modèle en couches avec des excitations particule-trou autour de la couche $N = 50$, cœur neutron (SM2), et l'autre sans ces excitations (SM1). Les espaces de valence utilisés, relatifs au cœur hypothétique du noyau de ^{66}Ni ($Z = 28, N = 38$) sont :

- Pour les orbitales protons actives : $\pi(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})$
- Pour les orbitales neutrons actives : $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2}, 2d_{5/2})$

Les détails de la procédure utilisée sont présentés dans les articles [Win93] et [Win94]. L'interaction effective des couches protons est issue de l'article de X. Ji *et al.* [Ji88] où l'interaction résiduelle et les énergies à une seule particule des orbitales protons, ont été

déduites par un ajustement avec la méthode des moindres carrés. Celle-ci était basée sur 170 niveaux d'énergies expérimentaux dans les noyaux ayant $N = 50$, avec un nombre de masses compris entre 82 et 96. Pour l'interaction proton-neutron entre les orbitales $\pi(2p_{1/2}, 1g_{9/2})$ et $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2})$, que l'on retrouve sur le schéma des orbitales de valence dans la figure 3.1, les données de Gross *et al.* [Gro76] ont été utilisées. Elles ont été dérivées d'un ajustement itératif de 95 niveaux d'énergies expérimentaux des noyaux ayant $N = 48, 49$, et 50 . Les éléments de matrice de l'interaction neutron-neutron de $\nu(2p_{1/2}, 1g_{9/2})$ ont été pris comme égaux à l'isospin $T = 1$. Pour l'interaction résiduelle $\pi(1f_{5/2}), \nu(1g_{9/2})$, les éléments de matrice proposés par Li *et al.* [Li87], ont été utilisés. Les énergies à une particule relative au cœur de ^{66}Ni , ont été dérivées des énergies à une particule des orbitales protons de Ji *et al.* [Ji88] en imposant le fait que le noyau ^{78}Ni soit doublement magique.

La comparaison entre les niveaux expérimentaux et théoriques est montrée sur la figure 3.5. La plupart des niveaux observés est raisonnablement bien reproduit dans l'espace de configuration proton (SM1) au-dessous de $I^\pi = 6^+$ à 3,7 MeV d'énergie d'excitation. La seule exception est l'état 4^+ qui est calculé trop haut dans cette paramétrisation. Pour cet état la configuration $(1f_{5/2}^{-1}, 2p_{3/2}^1)$ est prédite pour être la composante principale. L'état 6^+ à 3702 keV est lui aussi bien reproduit avec l'espace de valence (SM1), cependant l'ordre correct des niveaux 5^+ et 6^+ est seulement reproduit dans l'espace (SM2), indiquant la présence des composantes contenant les configurations $\nu(1g_{9/2}^{-1}, 2d_{5/2}^1)$. En conclusion, la comparaison entre les niveaux expérimentaux et calculés (SM2) montre un bon accord alors même que l'état 7^+ est prédit un peu trop haut en énergie. Ce phénomène indique qu'une part de la collectivité est oubliée à cause de la restriction de base du modèle en couches.

3.2.1.2 Diminution possible de l'énergie d'excitation cœur neutron pour la couche magique $N = 50$

L'étude de A. Prévost *et al.* présentée dans l'article [Pré04], nous expose les résultats expérimentaux du noyau ^{84}Se produit comme fragment de fission dans une réaction de fusion $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à 85 MeV d'énergie de bombardement étudié avec le dispositif expérimental EUROBALL IV. Les états de spin moyen de ces isotopes riches en neutrons ont été identifiés. Des schémas de niveaux ont été obtenus jusqu'à une énergie d'excitation supérieure à 4,9 MeV et un spin $I \approx 7\hbar$. Dans cette analyse, les spins déterminés sont basés sur les décroissances γ , les valeurs de spins augmentant avec l'énergie d'excitation, et sur le caractère dipolaire ou quadrupolaire de ces transitions (aucunes coïncidences retardées n'ont été trouvées dans les données du ^{84}Se). Une étude systématique des isotonnes plus lourdes a aussi été considérée pour l'attribution des spins. Le schéma de niveaux déterminé dans cette analyse est présenté dans la figure 3.6.

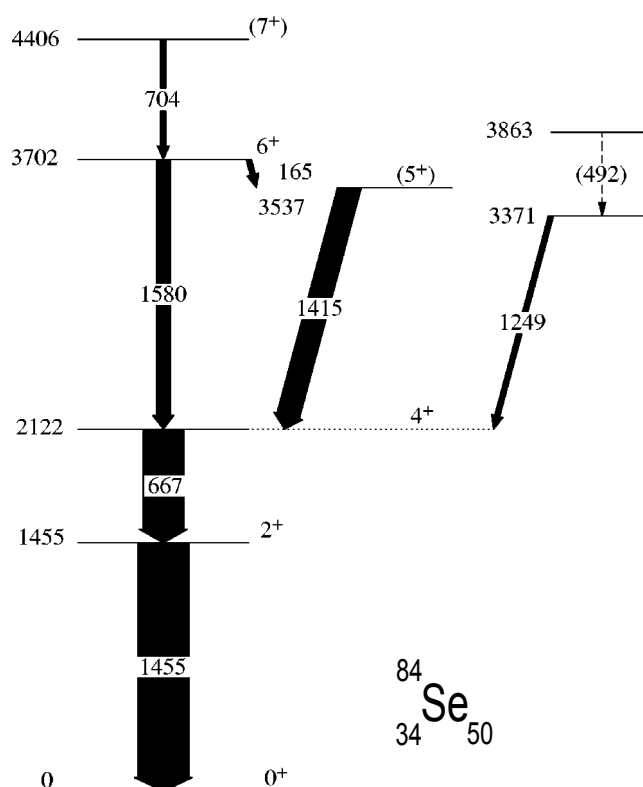


FIGURE 3.4: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se , déterminé par Y.H. Zhang et al. en 2004 [Zha04].

Afin de permettre de comprendre le comportement de ce noyau, une comparaison avec les isotones voisins, comme le ^{86}Kr , a été effectuée, et est présentée dans le graphe de la figure 3.7. L'évolution des états protons dans les isotones ayant $N = 50$ peut être prédite quand le niveau de Fermi bouge, en fonction du nombre de protons Z .

Un examen attentif des schémas de niveaux des noyaux ^{84}Se et ^{86}Kr a été réalisé. Il a permis de constater que : les deux premiers états excités ont presque la même énergie, et la décroissance du niveau de 4405 keV dans le noyau ^{84}Se est similaire à l'état à 4755 keV dans le noyau ^{86}Kr . Donc, les valeurs des spins 5^+ , 6^+ et 7^+ ont été assignées respectivement aux états d'énergies 3537, 3701, et 4405 keV, et ceux-ci ont été interprétés en terme d'excitation de cœur-neutron, comme pour le noyau ^{86}Kr . De plus, ils ont déterminé que l'état excité 6^+ du noyau ^{84}Se était seulement dû à l'excitation de deux protons issus de la sous-couche $\pi(f_{5/2})$ vers la sous-couche $\pi(p_{3/2})$. L'état à 3370 keV, qui peut décroître uniquement vers l'état 4^+ , peut être assigné à un état 6^+ . Dans cette étude, les états excités du ^{84}Se ont donc été interprétés en termes d'excitations protons et neutrons. Un possible affaiblissement dans la couche sphérique $N = 50$ a été repéré, quand le nombre atomique Z décroît de 38 à 34. Dans une telle interprétation, l'évolution de

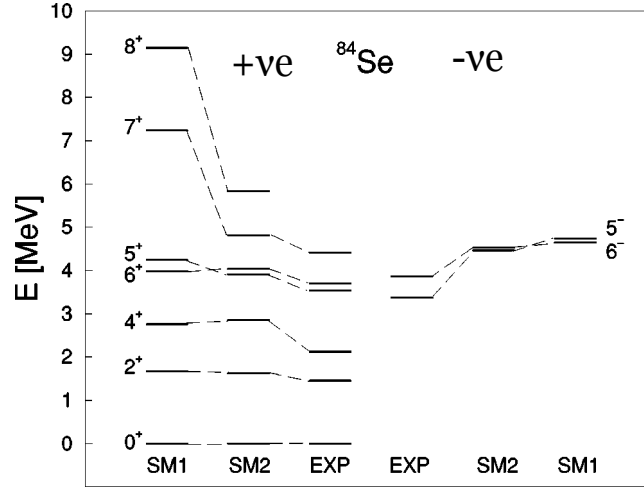


FIGURE 3.5: Comparaison des résultats issus des calculs utilisant le modèle en couches avec les résultats expérimentaux présentés dans l'article de Y.H. Zhang et al. [Zha04]. Les résultats présentés à gauche correspondent à la comparaison pour les états de parités positives, les résultats présentés à droite à la comparaison pour les états de parités négatives.

l'énergie des états d'excitations cœur-neutron en fonction du nombre de protons, montre un abaissement en énergie dans les noyaux ^{88}Sr et ^{86}Kr , résultat similaire déjà observé dans les noyaux plus connus ^{86}Kr et ^{84}Se .

3.2.1.3 Comparaison de différents calculs de modèle en couches pour le ^{84}Se

L'article de P.C. Srivastava et M.J. Ermamatov [Sri13] dresse les différents calculs de modèle en couches pour les isotopes du sélénium en les comparant avec les résultats expérimentaux. Concernant le noyau ^{84}Se , deux interactions ont en particulier été utilisées, l'interaction *JUN45* [Hon09] et l'interaction *jj44b* [Bro] que nous utiliserons dans le chapitre suivant. L'interaction *JUN45* est basée sur le potentiel C-Bonn, les énergies à une particule et les éléments de matrice à deux corps ont été modifiés empiriquement avec un ajustement de 400 données de 69 noyaux de masse atomique $A = 63 - 69$. L'interaction *jj44b* est quant à elle issue d'un ajustement de 600 énergies de liaison et énergies d'excitation avec 30 combinaisons linéaires des éléments de matrice à deux corps. Les données sont issues des noyaux ayant un $Z = 28 - 30$ et $N = 48 - 50$.

Les résultats de ces calculs correspondent parfaitement à ceux que nous détaillerons dans le chapitre suivant avec l'interaction *jj44b*. Pour les résultats des calculs de modèle en couches utilisant l'interaction *JUN45*, cela est moins en adéquation avec les résultats expérimentaux, surtout car cette interaction est de type "isospin" et que les interactions

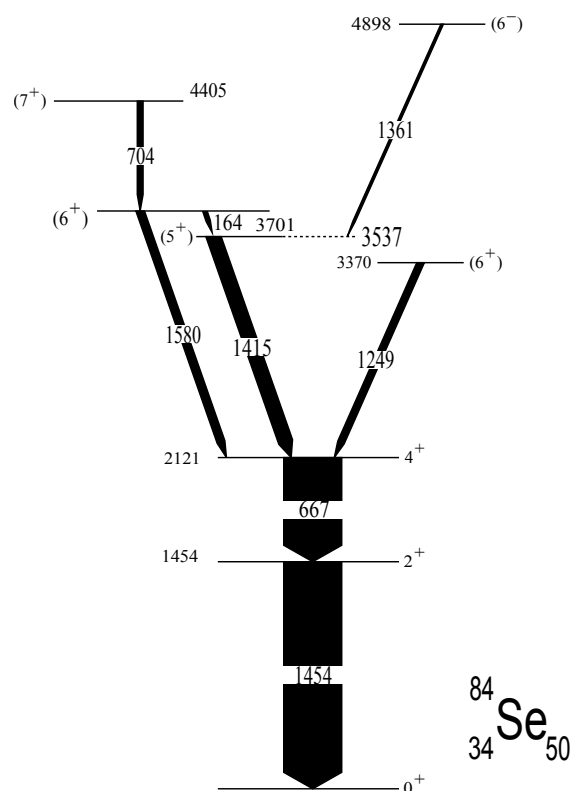


FIGURE 3.6: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se , déterminé par Prévost et al. [Pré04] en 2004.

pour les neutrons et les protons sont identiques.

3.2.1.4 Conclusion de l'état de l'art du ^{84}Se

En conclusion de cet état de l'art, si nous comparons les deux schémas de niveaux obtenus par les deux études réalisées la même année, nous observons que les transitions associées à ce noyau sont similaires. Cependant, ces deux études divergent pour deux états excités, la première prédit un état excité à 3863 keV que la seconde n'a pas observé, et inversement, la seconde a déterminé un état excité à 4898 keV que la première n'a pas identifié. L'étude d' A. Prévost *et al.* est allée plus loin en assignant spin et parité de l'état excité à 3370 keV à 6^+ . Cela a permis aussi d'identifier quelques nouveaux états excités, et d'assigner les spins à ces états. Différents calculs utilisant le modèle en couches ont aussi été effectués, et demandent à être améliorés. Compte tenue de ces études, c'est pour consolider et étendre le schéma de niveau de ce noyau que nous avons choisi de le produire avec la réaction décrite dans le chapitre 2.

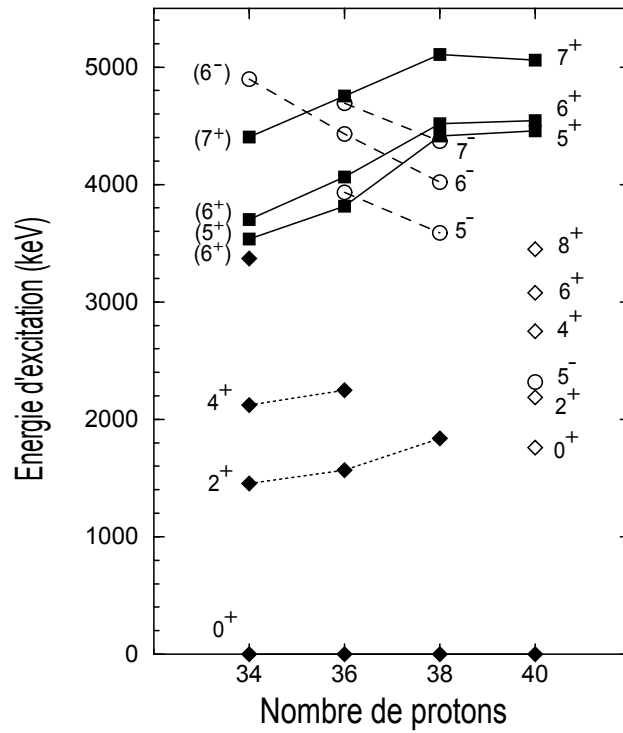


FIGURE 3.7: Evolution des états de spins intermédiaires de 4 isotones ayant $N = 50$, ^{84}Se [Pré04], ^{86}Kr [Win93], ^{88}Sr [Ste00], ^{90}Zr [Fan73] [Fir96]. Les états avec des configurations protons dans les couches (fp) sont représentés avec des losanges remplis, ceux contenant la couche $\pi(g_{9/2})$ sont représentés avec les symboles vides (losanges et cercles). Les états dus à l'excitation cœur-neutron $\nu(g_{9/2}^{-1})\nu(d_{5/2}^{+1})$ sont représentés par des carrés noirs. [Pré04]

3.2.2 Identification des états excités dans le noyau ^{86}Se

Dans ce paragraphe, les différentes études réalisées auparavant concernant le noyau ^{86}Se vont être présentées et seront décrites dans l'ordre chronologique de leur publication.

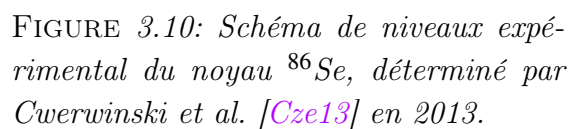
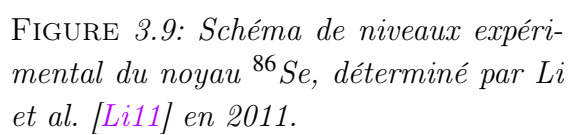
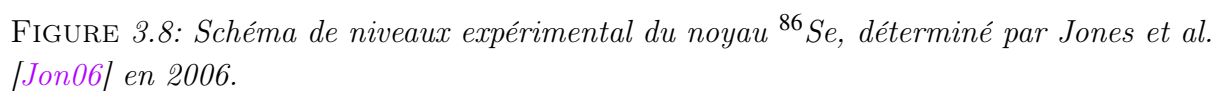
Tout d'abord, l'étude réalisée par E.F. Jones *et al.* en 2006 [Jon06], a permis l'identification d'états excités de différents noyaux, et plus particulièrement celui de ^{86}Se . La réaction qui a été utilisée est une réaction de fission spontanée du ^{252}Cf . Des coïncidences $\gamma-\gamma-\gamma$ sur les données de cette expérience ont été effectuées avec Gammasphere. Les détails expérimentaux peuvent être trouvés dans l'article de Y.X. Luo [Luo01]. Trois états excités ont été relevés dans cette étude et sont présentés sur le schéma de la figure 3.8.

Puis, l'étude réalisée par K. Li *et al.* [Li11], en 2011, a permis d'observer de nouveaux états excités pour le noyau ^{86}Se . Des mesures de triple coïncidence γ ont été effectuées sur les données de fission spontanée du ^{252}Cf avec le détecteur Gammasphere, au "Lawrence Berkeley National Laboratory", avec une source de $60 \mu\text{Ci}$. Les données de cette expérience ont été analysées avec la suite de logiciel Radware [Rad95], comme dans l'analyse présentée dans ce manuscrit. Six nouvelles transitions ont été observées dans cette étude, elles sont présentées sur le schéma de niveaux dans la figure 3.9. De plus, une similarité entre la structure des niveaux des isotones $N = 52$ a été trouvée. Sur la base de cette constatation, des tentatives pour assigner des spins au noyau ^{86}Se ont été effectuées. Ces spins sont représentés sur le schéma de niveaux de la figure 3.9.

Ensuite, dans l'étude effectuée par M. Czerwinski *et al.* [Cze13], en 2013, les niveaux excités yrast du noyau ^{86}Se ont été peuplés par fission spontanée du ^{248}Cm et du ^{252}Cf . Les triples coïncidences de la fission spontanée du noyau ^{248}Cm ont été mesurées avec le dispositif expérimental EUROGAM II. Les états excités du noyau ^{86}Se sont présentés dans le schéma de niveaux de la figure 3.10.

Une autre approche d'assignation de spins a été réalisée dans cette étude en utilisant les calculs se basant sur le modèle en couches. Un large espace de valence incluant les orbitales $(1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 2p_{3/2}, 1g_{9/2})$ pour les protons et $(2d_{5/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2})$ pour les neutrons en dehors du noyau ^{78}Ni , considéré comme cœur inerte, a été utilisé. L'interaction effective utilisée est dérivée par des corrections monopolaires des matrices réalistes G, basées sur le potentiel CD-Bonn [Sie09]. Les calculs ont été réalisés en utilisant le code de calcul modèle en couches ANTOINE [Cau99] et dans certains cas couplés au code NATHAN [Cau05]. La reproduction des résultats expérimentaux est très bonne avec ces calculs, mais seulement pour une énergie d'excitation inférieure à 3 MeV.

Entre les deux schémas de niveaux présentés dans les figures 3.9 et 3.10, certaines transitions sont présentes dans l'un et pas dans l'autre, et inversement. Il est donc intéressant d'étudier plus précisément ce noyau afin de confirmer ou infirmer ces états excités et les transitions entre ceux-ci. C'est cette étude qui sera présentée dans les paragraphes suivants.



3.2.3 Structure du noyau ^{83}As

Dans ce paragraphe, deux études sont exposées, une première réalisée par M.-G. Porquet *et al.* [Por11] en 2011 et une seconde réalisée par E. Sahin *et al.* [Sah12] en 2012. Ces études ont été le point de départ de l'analyse décrite dans les paragraphes suivants.

3.2.3.1 Noyau ^{83}As produit par réaction de fusion-fission

L'étude réalisée par M.-G. Porquet *et al.* [Por11] présente les résultats expérimentaux pour le noyau ^{83}As produit par une réaction de fission induite $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à une énergie de bombardement de 85 MeV, et étudiés avec le dispositif expérimental EUROBALL [Sim97]. Ce spectromètre contient 15 détecteurs germanium "cluster", 26 détecteurs germanium "clover", et 30 détecteurs germanium simple cristaux. Un total de 4×10^9 événements de multiplicité 3 ou plus a été collecté dans cette analyse. L'analyse hors-ligne a été réalisée de la même manière que dans ce manuscrit, avec l'outil d'analyse de la suite logiciel Radware [Rad95]. Avant cette étude, beaucoup d'états excités avaient été identifiés par des décroissances β du ^{83}Ge , mais néanmoins sans assignations de spins [Win88]. Plus récemment, des études ont été réalisées afin d'assigner des spins à ces états, et M.-G. Porquet *et al.* ont permis d'améliorer ces résultats. De nouvelles transitions ont été ajoutées, le schéma de niveaux obtenu est présenté dans la figure 3.11.

Des calculs utilisant le modèle en couches ont aussi été effectués. Une nouvelle interaction effective a été utilisée dans l'espace (f_5p_{g9}) , appelé *JUN45* [Hon09]. Cette interaction permet de décrire de manière satisfaisante un grand nombre de résultats expérimentaux, tels que les énergies de liaison, les moments magnétiques, les énergies et les valeurs des spins des états excités. Cependant, les noyaux ayant $Z < 34$ et $N \geq 46$ sont mieux décrits que dans le cas inverse. L'utilisation de l'espace de couche (f_5p_{g9}) , en partant du principe qu'il y a deux fermetures de couches à $Z = 28$ et à $N = 50$, ne permet pas de détecter la collectivité quadrupolaire qui peut se développer entre les orbitales $\pi(f_{7/2})$ et $\pi(p_{3/2})$ d'un côté, et les orbitales $\nu(g_{9/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ de l'autre. Les différents calculs ont été réalisés en utilisant le code de calcul de modèle en couches ANTOINE [Cau99]. L'utilisation de ce code de calcul, avec l'interaction effective *JUN45*, donne donc une description globale des états excités du noyau ^{83}As , excepté pour quelques problèmes relatifs aux valeurs des interactions spécifiques et/ou des effets collectifs dans les noyaux voisins.

3.2.3.2 Noyau ^{83}As produit par réaction de transfert multi-nucléon

La deuxième étude ayant attiré notre attention est l'étude de E. Sahin *et al.* [Sah12]. Elle décrit les résultats expérimentaux obtenus avec une réaction de transfert suivant la collision d'un faisceau de ^{82}Se sur des cibles de ^{238}U . Les ions ^{82}Se ont été accélérés à une

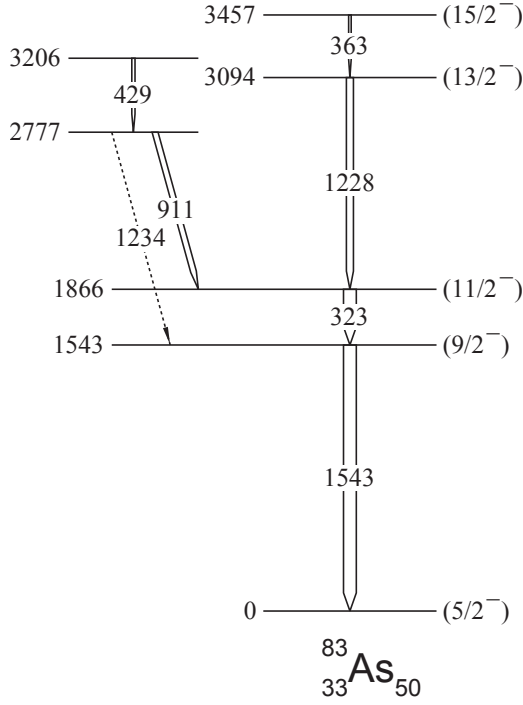


FIGURE 3.11: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{83}As , déterminé par M.-G. Porquet et al. [Por11] en 2011.

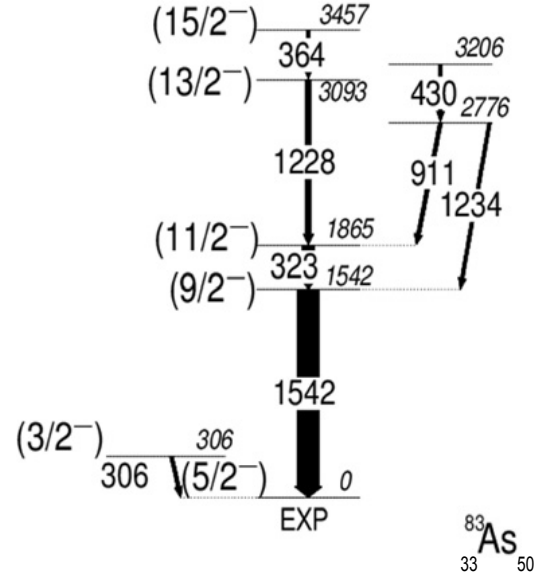


FIGURE 3.12: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{83}As , déterminé par E. Sahin et al. [Sah12] en 2012.

énergie de 515 MeV par une combinaison des accélérateurs superconducteurs Tandem-XTU et ALPI au laboratoire de Legnaro (LNL). Deux expériences ont été réalisées, une utilisant une cible $^{238}\text{UO}_2$ et une ^{238}U métallique. Les projectiles et les noyaux ont été analysés avec le spectromètre magnétique PRISMA [Ste02]. Les rayonnements γ suivants la désexcitation des produits de réaction ont été détectés par le dispositif expérimental CLARA [Gad05]. Différentes transitions ont été identifiées lors de cette étude et sont présentées dans le schéma de niveaux de la figure 3.12.

Les résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à des calculs de modèle en couches obtenus en utilisant une combinaison d'interactions effectives. Celle-ci est basée sur l'interaction résiduelle $jj44b$ et les éléments de matrices à deux corps de l'interaction de surface delta (SDI), avec un fort paramètre $A = 0,2$ MeV. L'interaction effective $jj44b$ a été dérivée d'une configuration d'espace ($pf g$) protons et neutrons, construite sur les orbitales ($1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2}$) et ($1g_{9/2}$) à une seule particule. Cette interaction est une version étendue de $jj4apn$ développée pour reproduire les états excités des noyaux dans la région du noyau ^{78}Ni [Lis04] [VdW07]. L'interaction SDI a été adoptée pour la construction du sous-espace ($sd g$) pour les neutrons sur les orbitales ($2d_{5/2}, 3s_{1/2}$) et ($1g_{7/2}$) et, pour les éléments de matrices "cross-shell" entre les neutrons occupant les orbitales ($2d_{5/2}, 3s_{1/2}$)

et $(1g_{7/2})$ et les protons occupant les orbitales $(1f_{5/2}, 2p_{3/2}, 2p_{1/2})$ et $(1g_{9/2})$. La configuration choisie admet que le noyau $^{66}_{28}\text{Ni}_{38}$ possède un cœur inerte. Des troncatures ont été faites afin de pouvoir rendre ce calcul faisable. Les résultats de ces calculs correspondent raisonnablement aux résultats expérimentaux (en moyenne environ 200 keV de différence en énergie). Les conclusions de cette étude confirment la tendance à la hausse du gap effectif au-dessous de $Z = 32$ et exclut le "quenching" proposé dans la structure de couche vers $Z = 28$.

Ces deux études nous ont donc permis de mieux comprendre le comportement du noyau ^{83}As et d'avoir une base d'assignation de spins des états excités, ainsi qu'une interprétation concernant l'évolution du gap de couche à $Z = 28$ et $N = 50$. Cependant, une étude complémentaire peut permettre d'améliorer les connaissances sur ce noyau et sur les principes physiques mis en jeu dans cette région.

3.3 Résultats expérimentaux

A présent que l'état de l'art a été exposé concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As , nous allons nous intéresser aux résultats expérimentaux obtenus dans cette étude.

3.3.1 Schémas de niveaux ^{84}Se

Le premier noyau d'intérêt que nous avons étudié est le noyau ^{84}Se . Ce noyau a été produit par la réaction de fission induite par protons réalisée à Jyväskylä, décrite dans le chapitre 2. Il comprend 50 neutrons et 34 protons et est situé dans la couche magique en neutrons $N = 50$. Afin de réaliser l'analyse du noyau ^{84}Se , nous avons suivi la procédure expliquée dans le chapitre 2, paragraphe 2.3, pour le couple de fragment de fission Ba/Rb.

Pour ce noyau, nous n'avons pas pu réaliser une étude de corrélation de masse complète pour l'identification des noyaux complémentaires majoritaires, étant donné que les noyaux de praséodyme sont très peu connus. Cependant, nous avons pu constater des transitions du noyau d'intérêt ^{84}Se en coïncidences avec les noyaux $^{149,150}\text{Pr}$. Le nombre de neutrons évaporés peut donc être estimé entre 7 et 8. Au cours de cette étude, une recherche plus large que les noyaux $^{149,150}\text{Pr}$ a été effectuée pour l'identification des transitions dans chaque spectre, afin de ne pas identifier une transition comme nouvelle, alors qu'elle appartiendrait déjà à un noyau de praséodyme.

Nous allons à présent décrire les étapes clés de cette analyse. Différentes combinaisons de coïncidences ont été testées. Ces tests de combinaisons permettent de déterminer la présence ou non d'états excités différents de ceux déjà mis en relief dans les articles [Zha04] et [Pré04]. Les spectres ayant retenu notre attention sont ceux des figures : 3.13, 3.14 et 3.15.

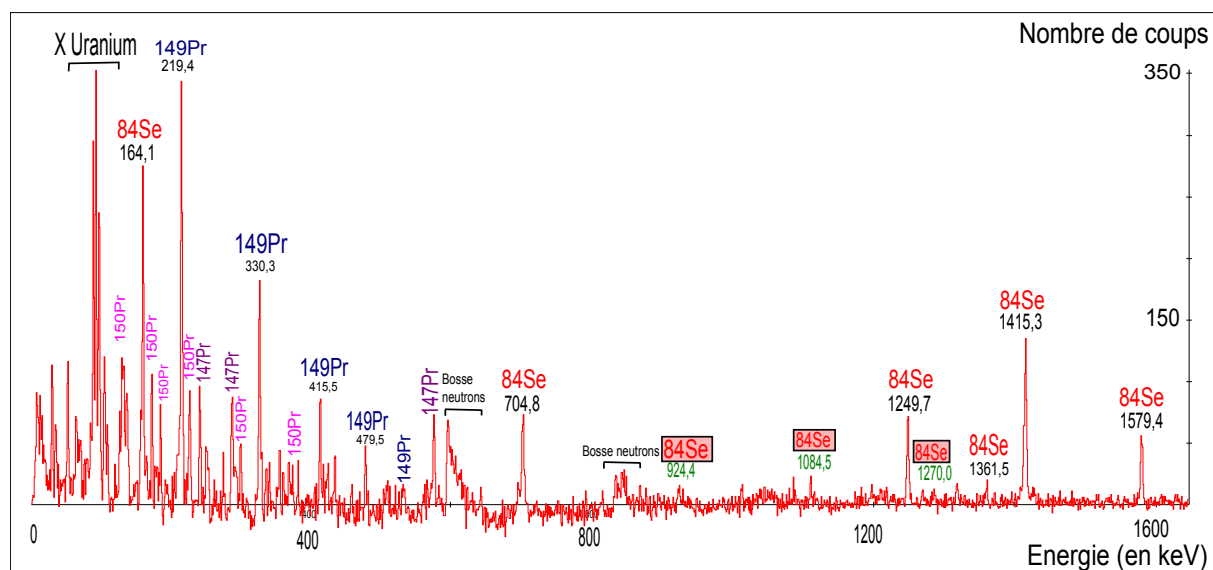


FIGURE 3.13: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 666,8 keV correspondant aux deux premières transitions du noyau ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Trois nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.

Le premier spectre de la figure 3.13 correspond aux transitions en coïncidence avec les transitions d'énergies 1454,5 keV et 666,8 keV du ^{84}Se . Ces énergies correspondent aux deux premières transitions de ce noyau, reportées dans les articles cités précédemment. Si les transitions reportées précédemment appartiennent bien au noyau ^{84}Se , et qu'elles sont peu contaminées par d'autres noyaux possédant des transitions aux mêmes énergies, nous devrions observer sur ce spectre, les transitions d'énergies 1579,4 keV, 1415,3 keV, 1249,7 keV, 704,8 keV, 164,1 keV et 1361,5 keV, qui correspondent aux autres transitions identifiées auparavant dans ce noyau. Sur le spectre de la figure 3.13, ces transitions sont repérables et signalées en rouge. Nous constatons aussi les transitions appartenant aux fragments de fission complémentaires du noyau ^{84}Se , que sont les noyaux $^{147},^{149},^{150}\text{Pr}$, signalés respectivement en violet, bleu et rose sur le spectre. Les deux bosses neutrons aux énergies de 600 keV et 833 keV sont elles aussi repérées. Une fois ces pics identifiés, 3 pics ayant une intensité non négligeable restent encore à identifier. Ces pics ont des énergies de 924,4 keV, 1084,5 keV et 1270,0 keV. Ils appartiennent probablement au noyau ^{84}Se étudié ici.

Afin de vérifier cette appartenance, il est nécessaire d'effectuer d'autres conditions et d'observer d'autres spectres. Plus particulièrement, intéressons nous aux principales branches de désexcitation de ce noyau.

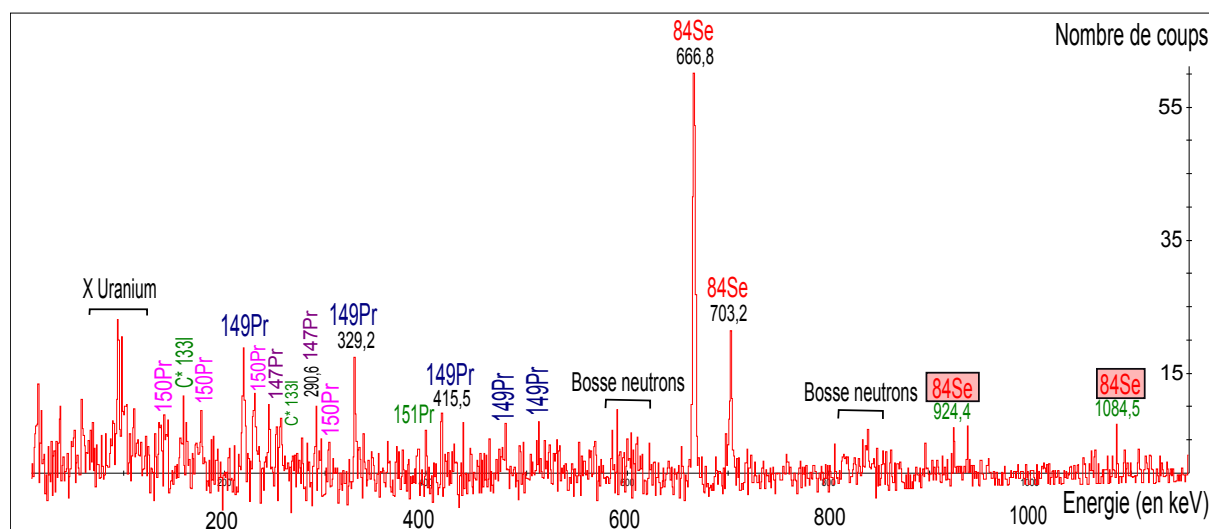


FIGURE 3.14: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1579,4 keV correspondant respectivement à la transition vers l'état fondamental du ^{84}Se et à la transition amenant à l'état excité à 2121 keV. L'identification des noyaux est signalé au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.

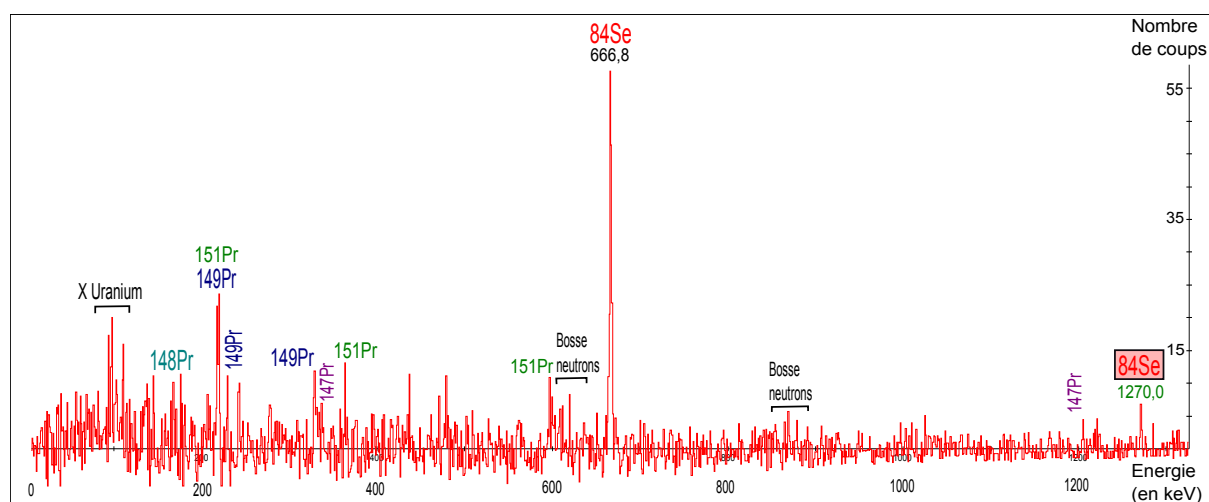


FIGURE 3.15: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1249,7 keV correspondant respectivement à la transition vers l'état fondamental du ^{84}Se et à la transition amenant à l'état excité à 2121 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.

Tout d'abord, la branche de désexcitation se situant à gauche du schéma de niveaux présenté dans la figure 3.16, a été étudiée. Pour cela le spectre de la figure 3.14 a été réalisé. Il correspond au résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1579,4 keV. Sur ce spectre, les transitions d'énergies 666,8 keV et 704,8 keV, appartenant au noyau ^{84}Se , devraient être observées, ainsi que les transitions appartenant aux noyaux complémentaires. Nous observons sur ce spectre la présence de ces deux transitions appartenant au noyau ^{84}Se , elles sont repérées en rouge. Nous observons aussi la présence des transitions appartenant aux noyaux $^{147,149,150,151}\text{Pr}$, fragments complémentaires repérés respectivement en violet, bleu, rose et vert, mais aussi, la présence de 4 transitions non identifiées. Les deux premières ont été identifiées comme appartenant à un noyau contaminant possédant les mêmes énergies que celles sur lesquelles nous avons posé notre condition, le noyau ^{133}I . Pour identifier ce contaminant, une étude sur ENSDF [ENS] a été réalisée. Les deux transitions à 924,4 keV et 1084,5 keV, déjà repérées dans le spectre précédent, sont elles aussi présentes sur ce spectre. Grâce à l'étude de ce deuxième spectre, il est possible de définir deux nouvelles transitions pour le noyau ^{84}Se , aux énergies de 924,4 keV et 1084,5 keV, qui alimentent donc la branche de gauche de désexcitation de ce noyau.

Ensuite, la branche de désexcitation se situant à droite du schéma de niveaux présenté dans la figure 3.16, a été étudiée. Pour cela, le spectre de la figure 3.15 a été réalisé. Il correspond aux résultats de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1249,7 keV. De manière similaire au spectre précédent, nous pouvons observer les transitions 666,8 keV et 1270,0 keV appartenant au noyau de ^{84}Se , mais aussi les transitions appartenant aux noyaux complémentaires que sont les noyaux $^{147,148,149,151}\text{Pr}$, signalées en violet, turquoise, bleu et vert. Une fois ces transitions identifiées, nous observons la transition d'énergie 1270,0 keV, que nous avons déjà repérée dans le spectre de la figure 3.13. Cette transition appartient donc au noyau ^{84}Se , et elle alimente la branche de droite de désexcitation de celui-ci.

En conclusion, pour le cas du noyau ^{84}Se , trois nouvelles transitions ont été identifiées avec cette méthode à des énergies de 924,4 keV, 1084,5 keV et 1270,0 keV. Elles ont été placées dans le schéma de niveaux présenté sur la figure 3.16.

Pour ordonner les transitions entre elles, nous avons déterminé les intensités relatives des différentes transitions en prenant en compte les facteurs de conversion interne et l'efficacité de détection. Ces intensités relatives seront exposées dans le paragraphe 3.3.5. Lorsque la somme de coïncidences des transitions 1454,5 keV et 666,8 keV ou 1579,4 keV a été réalisée, nous avons observé que l'intensité de la transition de 704,8 keV était supérieure à celle de la transition à 924,4 keV, qui elle même était supérieure à celle de la transition à 1084,5 keV. De cette manière, la transition à 1084,5 keV a été placée au-dessus de la transition à 924,4 keV. En utilisant la même technique, mais avec la liste

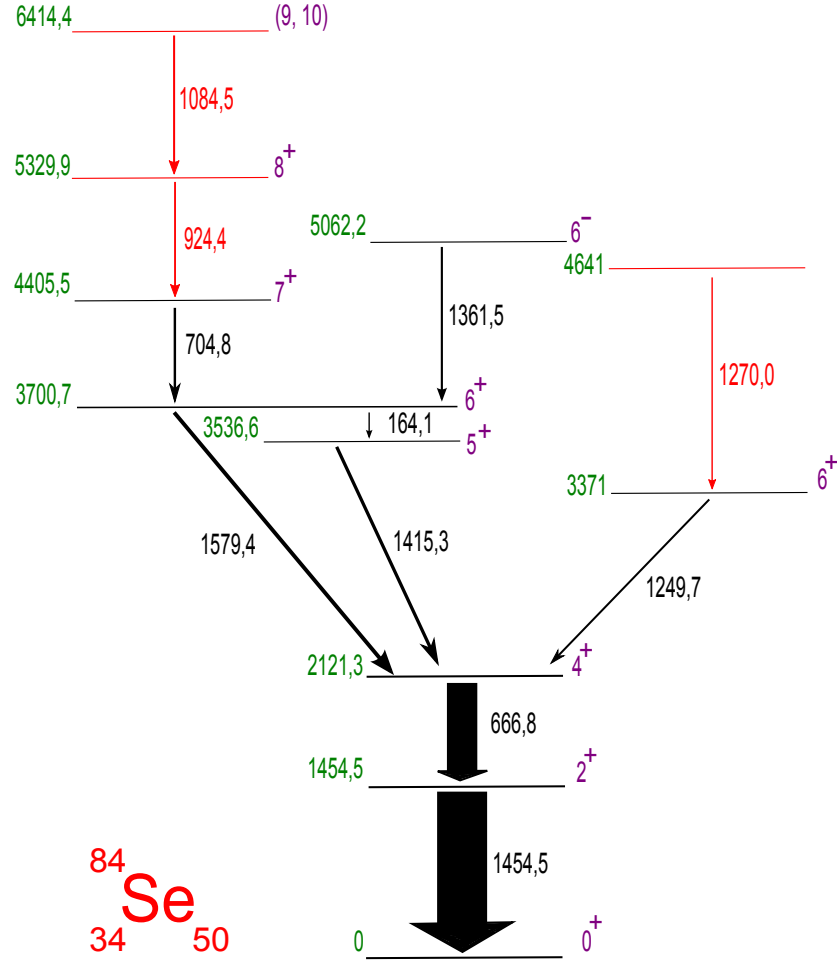


FIGURE 3.16: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les énergies et les transitions déterminées dans [Zha04] et [Jon06] et confirmées dans cette étude. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4.

de conditions : 1454,5 keV et 666,8 keV ou 1249,7 keV, nous avons placé la transition à 1270 keV comme indiqué sur le schéma de niveaux de la figure 3.16.

Une fois cette étape réalisée, nous avons constaté que ce nouveau schéma de niveaux était bien en accord avec ceux reportés précédemment dans [Jon06] [Zha04] [Pré04], sauf la tentative des transitions à 492 et 1360 keV reportée dans [Zha04] et [Jon06], qui sont absentes dans notre étude. De plus, nous avons identifié de nouveaux états excités à plus haute énergie. Ce type de réaction et de dispositif expérimental sont pertinents pour l'étude de ce type de noyau. Concernant les spins des nouveaux états excités obtenus avec cette analyse, ils seront déterminés et expliqués dans le chapitre 4, grâce à une étude systématique des noyaux voisins et à des calculs théoriques.

3.3.2 Schémas de niveaux ^{86}Se

Le même type d'analyse a été réalisé pour le noyau ^{86}Se , comprenant 52 neutrons et 34 protons, donc situé hors de la couche magique en neutrons $N = 50$. Cependant ce noyau est intéressant à étudier, car il ne comprend que 2 neutrons de plus que le noyau ^{84}Se , et donc de la couche magique en neutrons $N = 50$. Etant donné le manque de connaissances concernant les noyaux de praséodyme aux alentours de la masse 150, attendus comme fragments de fission complémentaires, aucune corrélation en masse similaire à celle réalisée dans le cas du Rb/Ba, n'a pu être réalisée. Une attention toute particulière a donc été portée à l'identification des fragments de fission complémentaires. Le nombre de neutrons évaporés pour ce noyau est compris entre 3 et 6.

Différentes conditions ont été testées, afin d'obtenir des spectres significatifs qui peuvent apporter de nouvelles informations concernant ce noyau. Nous avons obtenu, par exemple, le spectre présenté sur la figure 3.17, qui expose le résultat de la coïncidence des transitions d'énergies 704,1 keV et 863,8 keV. Ces deux énergies, correspondantes aux deux premières transitions du noyau ^{86}Se , sont présentées dans les travaux précédents [Cze13] [Li11] [Jon06].

Nous pouvons constater sur ce spectre, la présence des transitions du ^{86}Se d'énergies 505,5 keV, 989,4 keV, 1465 keV, 1494,9 keV, 1027,2 keV et 1014,0 keV signalées en rouge, correspondantes aux autres transitions identifiées auparavant dans ce noyau. La présence des fragments de fission complémentaires majoritaires du sélénium, que sont les noyaux de praséodyme : $^{147,149,150}\text{Pr}$, ainsi que la présence d'un noyau contaminant ce spectre, le noyau de césium ^{134}Cs , ont été observées. Etant donné que les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ ont le même Z et qu'ils sont très proches en nombre de neutrons, les fragments complémentaires doivent être quasi identiques, voir identiques dans ce cas précis.

Le noyau ^{134}Cs contamine le spectre car il possède les mêmes énergies de 704 et 863 keV que le noyau de sélénium étudié en coïncidence. Lorsque nous imposons une

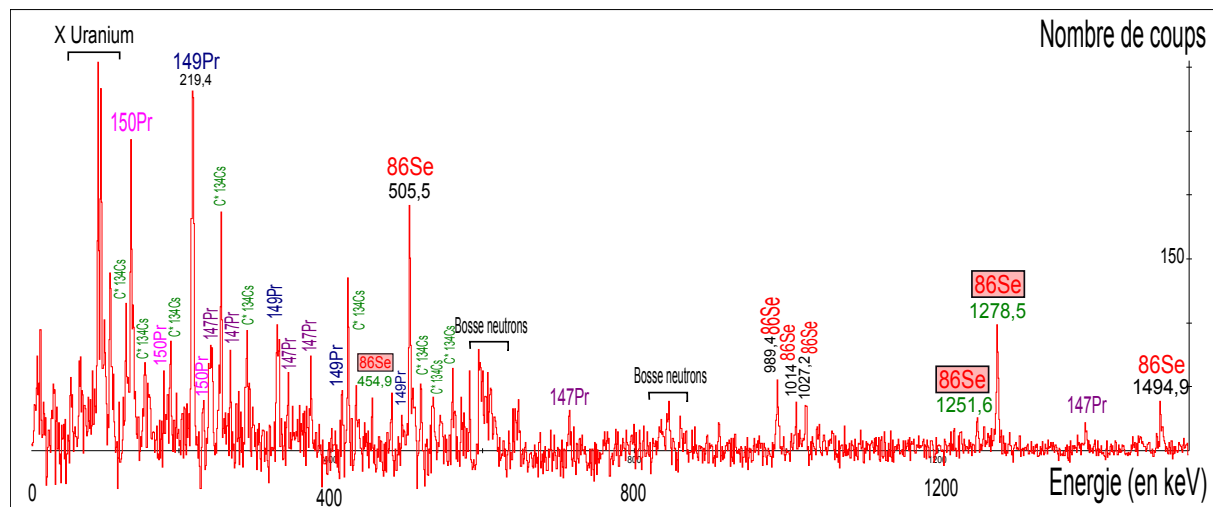


FIGURE 3.17: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence des transitions d'énergies 704,1 keV et 863,8 keV correspondant aux deux premières transitions de désexcitation du noyau ^{86}Se reportés auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Trois nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les contaminants sont signalés avec un C*. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés.

condition sur deux transitions, si les énergies de ces transitions sont aussi présentes dans un autre fragment de fission produit, la présence de ce contaminant est repérable dans le spectre obtenu. Il est nécessaire d'identifier ce type de contaminant avec les bases de données existantes, telle que l'ENSDF [ENS], qui permet de rechercher les noyaux ayant des transitions définies.

Suite à ces identifications, nous avons observé trois nouvelles transitions à comparer à celles présentées dans [Li11] aux énergies de 1278,5 keV, 454,9 keV et 1251,6 keV.

Auparavant seulement trois décroissances au-dessous du niveau de 2073,4 keV, présenté dans le schéma de niveaux 3.18, ont été reportées dans l'article [Jon06]. Les deux premières transitions ont aussi été observées dans le travail de M. Czerwinski *et al.* [Cze13] qui a été publié pendant les analyses décrites ici, mais à des énergies légèrement différentes. Nos travaux sont donc complémentaires. La position et l'ordre de ces nouvelles transitions entre elles ont été déterminés en effectuant différentes portes logiques et en comparant leurs intensités relatives. Afin de savoir si les transitions d'énergies 454,9 keV et 1251,6 keV étaient en parallèle, une vérification a été effectuée. En effet, si on étudie le spectre correspondant à la coïncidence entre les transitions d'énergies 863,8 keV et 454,9 keV, la transition d'énergie 1251,6 keV n'est pas observée, et à l'inverse, lorsque l'on effectue la coïncidence entre les transitions d'énergies 863,8 keV et 1251,6 keV, la

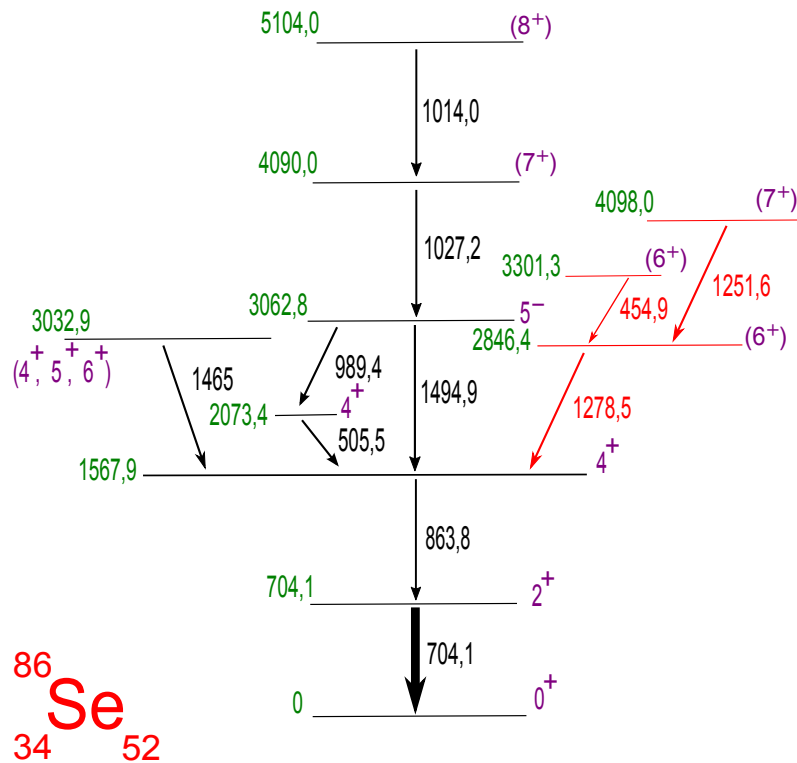


FIGURE 3.18: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau. En noir les énergies et les transitions déterminées précédemment. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4.

transition d'énergie 454,9 keV n'est pas observée.

En conclusion, ces trois nouvelles transitions ont été indexées dans le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.18. La détermination des intensités relatives sera exposée dans le paragraphe 3.3.5 et permettra de confirmer cette organisation. L'attribution des spins des nouveaux états excités sera présentée dans le chapitre suivant grâce à des comparaisons avec des calculs théoriques.

3.3.3 Schémas de niveaux ^{83}As

Une troisième analyse similaire aux deux précédentes a été réalisée pour le noyau ^{83}As . Ce noyau se compose de 50 neutrons et de 33 protons. Il est donc lui aussi, comme le noyau ^{84}Se , dans la couche magique en neutrons $N = 50$.

Similairement à l'analyse présentée dans le chapitre 2, paragraphe 2.3, pour le couple de fragment de fission Rb/Ba, les fragments de fission complémentaires majoritaires ont été déterminés. La Gaussienne obtenue est présentée dans la figure 3.19. Elle représente l'intégrale des pics correspondants aux transitions du noyau ^{83}As en fonction de la masse atomique des fragments de fission complémentaires, les noyaux de néodyme : $^{150,152,154,156}\text{Nd}$. En déterminant la valeur moyenne de cette Gaussienne, égale à 152,17, nous pouvons déterminer que le fragment de fission complémentaire majoritaire est le noyau ^{152}Nd , qui correspond à 4 neutrons évaporés en moyenne par fission. Les noyaux que nous rechercherons par la suite comme appartenant aux fragments de fission majoritaires complémentaires, seront donc les noyaux se situant autour de celui-ci, soit les noyaux $^{150,151,152,153,154}\text{Nd}$.

De la même manière que pour les analyses précédentes, nous avons réalisé différentes mises en place de conditions sur les transitions entre états excités de ce noyau, afin d'obtenir des spectres nous permettant d'identifier des nouveaux états excités. Par exemple, le spectre présenté sur la figure 3.20 expose les transitions en coïncidence avec les transitions d'énergies 1543,3 keV et 322,8 keV. Ces deux énergies correspondent aux deux premières transitions vers l'état fondamental du noyau ^{83}As , reportées dans les articles [Por11] et [Sah12].

Sur ce spectre, nous pouvons observer la présence des transitions appartenant au noyau ^{83}As présentées précédemment aux énergies de 911,2 keV, 1227,7 keV, 429,0 keV et 363,6 keV, mais aussi la présence des transitions appartenant aux fragments de fission complémentaires majoritaires que sont les noyaux de néodymes : $^{150,151,152}\text{Nd}$. Des extraits des schémas de niveaux de ces noyaux sont présentés dans la figure 3.21 afin de faciliter leur identification. Nous pouvons de plus constater que le noyau ^{152}Nd est bien le fragment de fission complémentaire majoritaire dans le spectre que nous obtenons, comme le prédit la valeur de la centroïde de la Gaussienne.

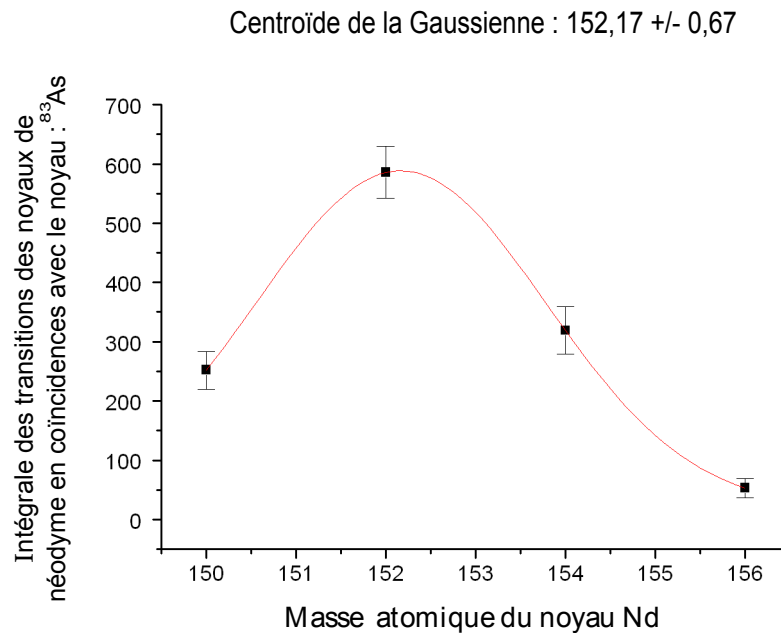


FIGURE 3.19: Intégrale des pics correspondants aux transitions du noyau ^{83}As en fonction de la masse atomique des fragments de fission complémentaires, les noyaux de néodyme : 150,152,154,156 Nd. Détermination du centroïde de la gaussienne pour la détermination du fragment de fission complémentaire majoritaire.

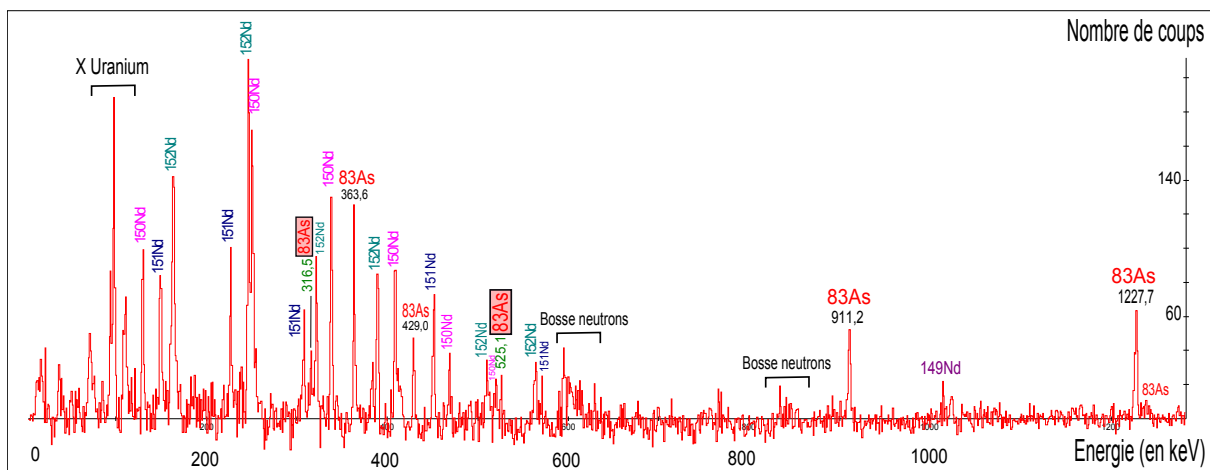


FIGURE 3.20: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence des transitions d'énergies 1543,3 keV et 322,8 keV correspondant aux deux premiers niveaux du schéma de désexcitation du noyau ^{83}As reportés auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées par un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés.

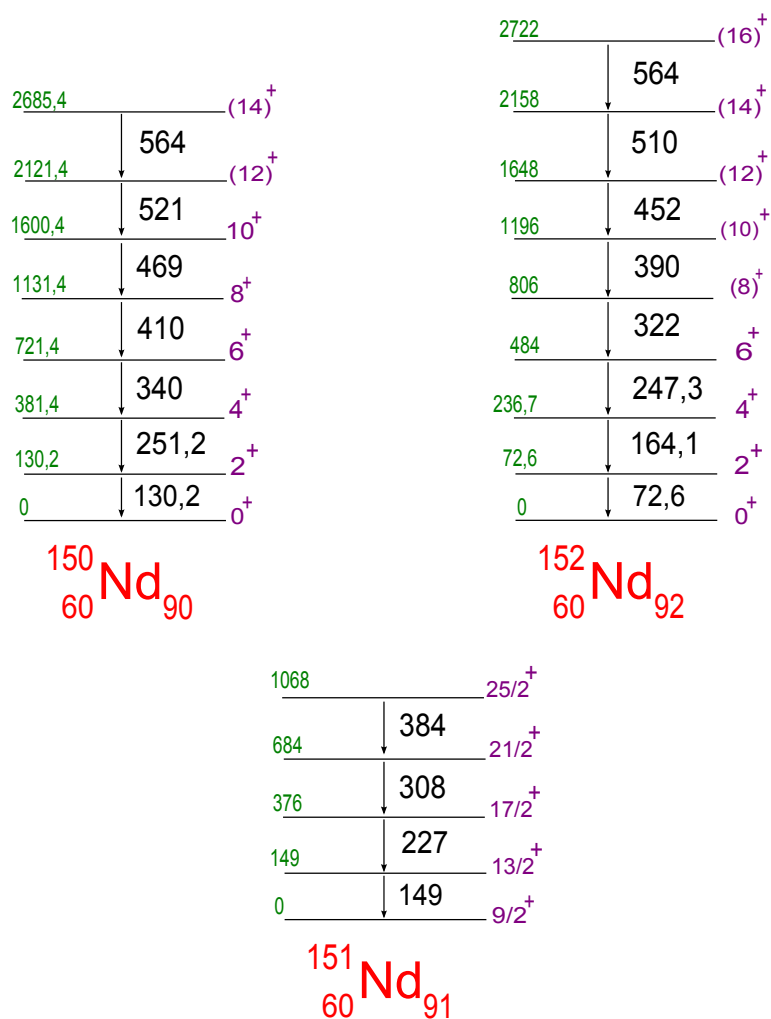


FIGURE 3.21: Schémas de niveaux expérimentaux des noyaux $^{150,151,152}\text{Nd}$, complémentaires majoritaires du noyau ^{83}As présents dans le spectre 3.20 [NND]. Les énergies des états excités sont indiquées en vert, les spins en violet, ceux indiqués entre parenthèses ne sont pas déterminés à l'heure actuelle avec certitude.

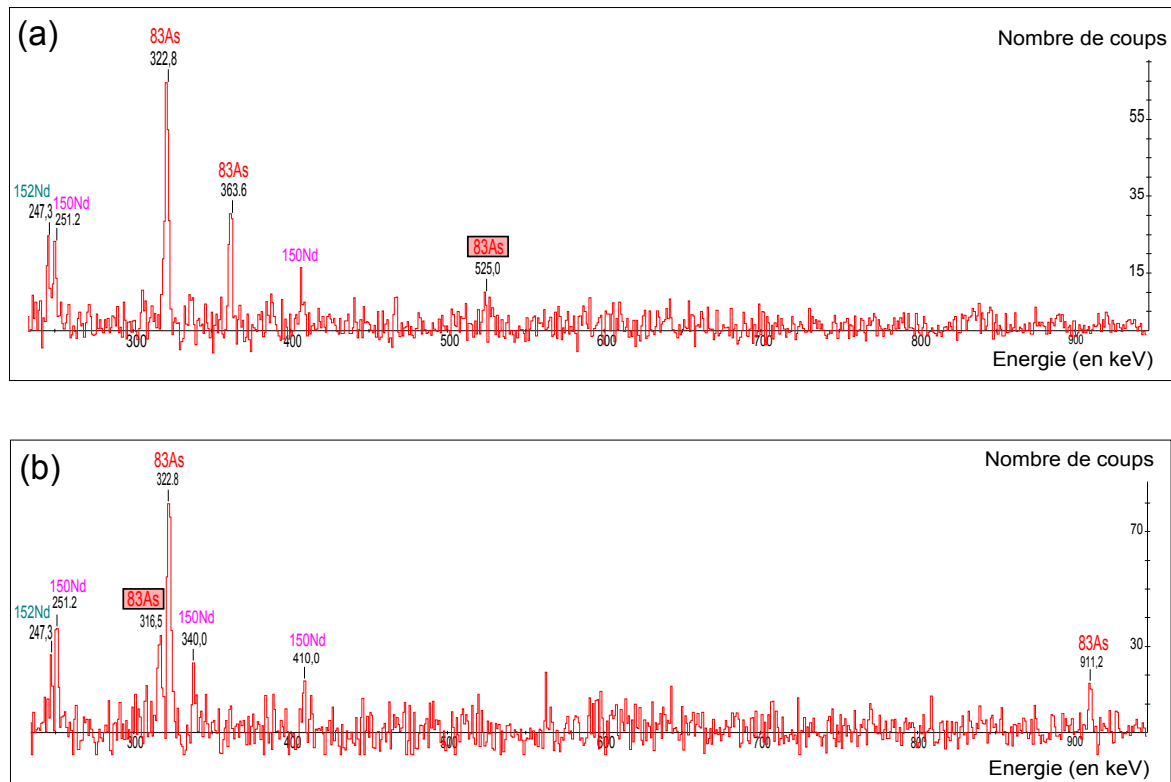


FIGURE 3.22: Spectres obtenus avec Radware, résultats des coïncidences des transitions d'énergies 1543,3 keV et 1227,7 keV (spectre (a)) et 1543,3 keV et 363,6 keV (spectre (b)) correspondants au schéma de désexcitation du noyau ^{83}As reporté auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Ces spectres permettent de déterminer la place des deux nouvelles transitions identifiées dans cette étude aux énergies de 316,5 keV et 525 keV.

Sur ce spectre, la présence de deux transitions n'appartenant ni aux fragments de fission complémentaires, ni à un contaminant après vérifications auprès des bases de données et à des coïncidences tests, mais appartenant probablement au noyau ^{83}As , est aussi observée. Ces transitions sont signalées sur le spectre 3.20 par un cadre rouge. Ces deux transitions ont des énergies de 316,5 keV et 525 keV.

Afin de vérifier leur place dans le schéma de désexcitation de ce noyau, diverses coïncidences ont été testées. Lorsque la coïncidence entre les transitions d'énergies 1543,3 keV et 1227,7 keV a été effectuée, seule la transition à 525 keV était présente dans le spectre, tandis que, dans le spectre représentant le résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1543,3 keV et 363,6 keV, seule la transition de 316,5 keV était présente.

Les deux résultats de ces coïncidences sont exposés dans la figure 3.22, qui représente les deux spectres obtenus, le spectre (a) pour la coïncidence entre les transitions d'énergies

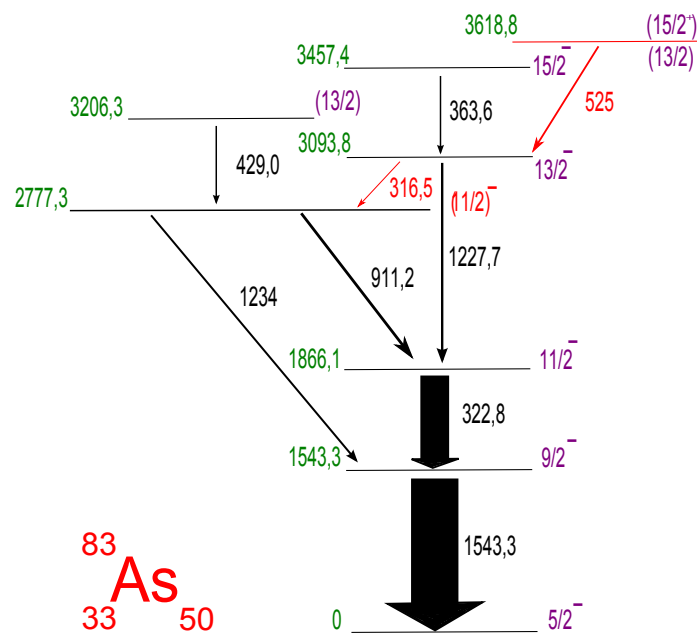


FIGURE 3.23: Schéma de niveaux du noyau ^{83}As . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau. En noir, les énergies et les transitions reportées dans [Por11] et [Sah12]. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4.

1543,3 keV et 1227,7 keV, et le spectre (b) pour la coïncidence avec les transitions d'énergies 1543,3 keV et 363,6 keV. Avec cette technique de corrélation entre différents spectres, les deux nouvelles transitions d'énergies 316,5 keV et 525 keV ont été ajoutées aux schémas de niveaux existants reportés dans [Por11] [Sah12]. Nous avons donc obtenu le schéma de niveaux présenté dans la figure 3.23, l'attribution des spins des nouveaux états excités sera présentée dans le chapitre suivant grâce à une comparaison avec les calculs théoriques.

3.3.4 Rappels concernant les intensités relatives

Une notion importante en structure nucléaire est l'intensité relative. Elle permet de caractériser une désexcitation en nous informant de l'intensité d'un rayonnement gamma par rapport à un autre. Nous allons dans ce paragraphe décrire ce concept.

Soit $I_\gamma(E)$ l'intensité d'une transition d'énergie E et l'intensité d'une transition $I_\gamma(E_0)$ connue, le nombre de rayonnements γ émis pendant le temps de l'expérience est donc $N_{\text{émis}}(E_0)$. Si nous voulons déterminer l'intensité d'une autre transition $I_\gamma(E_i)$, qui est

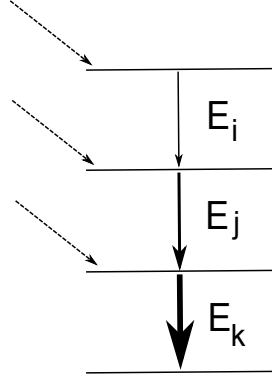


FIGURE 3.24: Exemple de schéma de niveaux contenant trois transitions alimentées par la cascade et latéralement. L'épaisseur des flèches reflète l'intensité des transitions.

inconnue, et dont le nombre de rayonnements γ pendant le temps de l'expérience est $N_{émis}(E_i)$, nous pouvons utiliser la formule :

$$I_{\gamma}(E_i) = I_{\gamma}(E_0) \frac{N_{émis}(E_i)}{N_{émis}(E_0)} \quad (3.1)$$

Afin de déterminer l'intensité relative des transitions présentées dans un schéma de niveaux, il est nécessaire de choisir une transition de référence dont l'intensité est la plus grande et dont nous fixerons l'intensité à 100 %. Une fois cette transition définie il faut déterminer les valeurs $N_{émis}(E_i)$. Cependant cette détermination diffère selon les cas. Soit la transition E_i peut être mesurée en n'effectuant qu'une seule condition sur le spectre, soit elle ne peut être mesurée que sur un spectre doublement, ou plus, conditionné.

Dans le premier cas, le nombre de rayonnements γ émis pour cette transition est donné par :

$$N_{émis}(E_i) = \frac{N_{spectre}(E_i)}{\epsilon_{relative}(E_i)} (1 + \alpha(E_i)) \quad (3.2)$$

où $\alpha(E_i)$ est le coefficient de conversion interne total, $N_{spectre}(E_i)$ correspond à l'intégrale du pic de cette transition dans le spectre simplement conditionné. $\epsilon_{relative}$ est l'efficacité relative déterminée auparavant dans le paragraphe 2.3.3.1.

Dans le second cas, c'est à dire dans le cas où la transition a une très faible intensité et que le pic est noyé dans le fond, il est alors impossible de déterminer son intensité avec cette méthode. Il est nécessaire de construire des spectres conditionnés pour diminuer le fond et supprimer les transitions non-corrélées.

Afin de mieux comprendre ce processus, considérons un cas simple composé de trois transitions comme celles représentées sur la figure 3.24. Supposons que nous souhaitons

déterminer l'intensité relative de la transition E_i , par le spectre conditionné obtenu en choisissant une condition sur la transition E_j , dans le spectre ainsi obtenu, nous pouvons déterminer le nombre $N_{spectre}(E_i)$ de désexcitation par cette transition, de la même manière que dans le cas précédent. La seule différence réside dans la référence que nous choisissons pour déduire la valeur de l'intensité relative. Dans notre exemple, l'intensité maximale observée est fixée par la transition servant de condition. Ainsi, nous pouvons déterminer l'intensité relative de la transition E_i grâce à la formule :

$$I_{rel}(E_i) = I_{rel}(E_j) \frac{N_{rel}(E_i)}{N_{rel}(E_k)} \quad \text{avec} \quad I_{rel}(E_j) = I_{rel}(E_{référence}) \frac{N_{rel}(E_j)}{N_{rel}(E_{référence})} \quad (3.3)$$

A présent nous allons exposer les résultats de ces calculs d'intensités relatives pour les trois noyaux décrits précédemment.

3.3.5 Procédure et résultats des intensités relatives

Concernant la détermination des intensités relatives du noyau ^{84}Se , présentées dans le tableau 3.1, nous avons utilisé différentes transitions de références, donc imposé diverses conditions sur les transitions. Pour les transitions d'énergies 1454,5 keV, 666,8 keV et 1415,3 keV du noyau ^{84}Se (schéma de désexcitation présenté dans la figure 3.16), nous avons réalisé l'intégrale des pics correspondants dans le spectre, ayant pour condition les deux premières transitions du noyau complémentaire majoritaire, qu'est le noyau ^{149}Pr (219,4 et 415,8 keV). Concernant les transitions d'énergies 164,1 keV, 1249,7 keV et 1579,4 keV, nous avons imposé comme condition la combinaison de la transition vers l'état fondamental du noyau complémentaire ^{149}Pr à 219,4 keV et la transition à 666,8 keV appartenant au noyau ^{84}Se . Puis, pour les transitions d'énergies 704,8 keV, 924,4 keV, 1270 keV et 1361,5 keV, nous avons imposé une condition sur les deux premières transitions du noyau ^{84}Se , donc sur la transition à 1454,5 keV et celle à 666,8 keV. Enfin, pour la transition d'énergie 1084,5 keV, il a été nécessaire d'effectuer une somme de coïncidences des transitions du noyau ^{84}Se , correspondante à la combinaison de conditions : 1579,4 et 1454,5 keV ou 666,8 keV.

Pour le calcul de ces intensités relatives, la référence que nous imposons doit être bien définie et doit être incorporée de la bonne manière dans le calcul de l'intensité relative dans la formule 3.3. Nous pouvons constater dans le tableau 3.1, que les intensités relatives des nouvelles transitions sont relativement faibles, ce qui explique la nécessité d'effectuer de nombreuses combinaisons de conditions, et donc l'obligation de se servir de somme de conditions pour pouvoir les détecter. Cette faible intensité explique aussi l'impossibilité d'identifier des niveaux excités supérieurs à ces "nouvelles transitions", par manque de statistiques.

E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_i (keV)	E_f (keV)
164,1 (1)	6 (1)	$6^+ \rightarrow 5^+$	3700,9	3536,7
666,8 (4)	80 (5)	$4^+ \rightarrow 2^+$	2121,3	1454,5
704,8 (6)	6 (1)	$7^+ \rightarrow 6^+$	4405,3	3700,9
924,4 (6)	3 (0,5)	$(8^+) \rightarrow 7^+$	5329,7	4405,3
1084,5 (5)	0,7 (0,2)	$(9^+, 10^+) \rightarrow 8^+$	6414,2	5329,7
1249,7 (5)	11 (2)	$6^+ \rightarrow 4^+$	3371	2121,3
1270,0 (3)	1,5 (0,3)	$(7^-) \rightarrow 6^+$	4641	3371
1361,5 (4)	8 (1)	$6^- \rightarrow 5^+$	4898,2	3536,7
1415,3 (6)	21 (4)	$5^+ \rightarrow 4^+$	3536,7	2121,3
1454,5 (1)	100	$2^+ \rightarrow 0^+$	1454,5	0
1579,4 (5)	12 (1)	$6^+ \rightarrow 4^+$	3700,9	2121,3

Tableau 3.1: Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux entre parenthèses et spécifiés en rouge. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5.

A présent, concernant la détermination des intensités relatives du noyau ^{86}Se présentées dans le tableau 3.2, différentes transitions de références ont été utilisées. Pour les transitions d'énergies 704,1 keV et 863,8 keV, nous avons utilisé le spectre correspondant au résultat de la condition sur le noyau complémentaire majoritaire qu'est le noyau ^{149}Pr , sur les deux premières transitions, dont celle qui alimente l'état fondamental : 219,4 keV et 415,8 keV. Puis, pour les transitions d'énergies 505,5 keV, 989,4 keV, 1278,5 keV et 1494,9 keV, nous avons réalisé un spectre résultant de la condition sur la transition vers l'état fondamental du ^{149}Pr à 219,4 keV, avec la transition vers l'état fondamental du noyau ^{86}Se à 704,1 keV. Ensuite, l'intensité relative des transitions d'énergies 1014 keV, 1027,2 keV et 1465 keV a été déterminée grâce à la mise en place de la condition sur les deux premières transitions du noyau ^{86}Se , aux énergies de 704,1 keV et 863,8 keV. Enfin, pour les transitions d'énergies 454,9 keV et 1251,3 keV, une combinaison de conditions, la transition à 1278,5 keV du noyau ^{86}Se et la première transition du ^{86}Se à 704,1 keV ou la deuxième à 863,8 keV, a été utilisée.

C'est grâce aux résultats exposés dans le tableau 3.2 et aux différentes combinaisons de coïncidences entre les transitions présentées dans les paragraphes précédents, que les

nouvelles transitions ont pu être ordonnées dans le schéma de niveaux présenté sur la figure 3.18. Les intensités relatives des nouvelles transitions sont relativement faibles, ce comportement peut s'expliquer par la fragmentation du noyau. C'est pour ces raisons qu'il est nécessaire d'effectuer des sommes de conditions pour observer ces nouvelles transitions, étant donné que, nous augmentons significativement la statistique de détection en cumulant des conditions. C'est aussi pour cette raison que nous ne pouvons pas identifier des transitions à plus haute énergie avec cette réaction.

E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_i (keV)	E_f (keV)
454,9 (4)	7 (1)	$(6^+) \rightarrow (6^+)$	3301,3	2846,4
505,5 (4)	40 (3)	$4^+ \rightarrow 4^+$	2073,4	1567,9
704,1 (3)	100	$2^+ \rightarrow 0^+$	704,1	0
863,8 (3)	85 (4)	$4^+ \rightarrow 2^+$	1567,9	704,1
989,4 (6)	9 (1)	$5^- \rightarrow 4^+$	3062,8	2073,4
1014,0 (4)	2 (1)	$(8^+) \rightarrow (7^+)$	5104	4090
1027,2 (4)	11 (2)	$(7^+) \rightarrow 5^-$	4090	3062,8
1251,3 (6)	5 (1)	$(7^+) \rightarrow (6^+)$	4098	2846,4
1278,5 (3)	14 (1)	$(6^+) \rightarrow 4^+$	2846,4	1567,9
1465,0 (5)	3 (1)	$(4^+, 5^+, 6^+) \rightarrow 4^+$	3032,9	1567,9
1494,9 (3)	39 (3)	$5^- \rightarrow 4^+$	3062,8	1567,9

Tableau 3.2: Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge et sont entre parenthèses. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5.

Enfin, concernant la détermination des intensités relatives du noyau ^{83}As présentées dans le tableau 3.3, nous avons utilisé la même technique que pour les deux noyaux précédents. Pour les transitions d'énergies 322,8 keV, 911,2 keV et 1543,3 keV, une condition sur le noyau complémentaire : le noyau ^{150}Nd , avec ces deux premières transitions vers l'état fondamental que sont les transitions d'énergies 130 keV et 251 keV, a été imposée. Nous avons utilisé le noyau ^{150}Nd et non pas le plus intense : ^{152}Nd , car la première transition de ce deuxième est à 72,6 keV, et est donc très contaminée par les rayons X, de plus, le noyau ^{150}Nd est lui aussi bien produit. Puis, pour les transitions d'énergies 363,6 keV, 1227,7 keV et 1234,0 keV, l'association de la condition sur la transition à 130 keV du

E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_i (keV)	E_f (keV)
316,5	8 (1)	$(13/2)^- \rightarrow (11/2)^-$	3093,8	2777,3
322,8 (3)	70 (4)	$(11/2)^- \rightarrow (9/2)^-$	1866,1	1543,3
363,6 (4)	9 (1)	$(15/2)^- \rightarrow (13/2)^-$	3457,4	3093,8
429,0 (3)	12 (2)	$(13/2)^- \rightarrow (11/2)^-$	3206,3	2777,3
525,0 (3)	0,7 (0,2)	$(13/2)^-, (15/2)^+ \rightarrow (13/2)^-$	3618,8	3093,8
911,2 (4)	54 (3)	$(11/2)^- \rightarrow (11/2)^-$	2777,3	1866,1
1227,7 (3)	13 (2)	$(13/2)^- \rightarrow (11/2)^-$	3093,8	1866,1
1234,0 (2))	13 (3)	$(11/2)^- \rightarrow (9/2)^-$	2777,3	1543,3
1543,3 (5)	100	$(9/2)^- \rightarrow (5/2)^-$	1543,3	0

Tableau 3.3: Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{83}As , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge et entre parenthèses. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5.

noyau ^{150}Nd avec la transition vers l'état fondamental du noyau ^{83}As à 1543,3 keV, a été réalisée. Enfin, pour les transitions d'énergies 316,5 keV, 429 keV et 525 keV, une condition sur les deux premières conditions vers l'état fondamental du noyau ^{83}As aux énergies de 1543,3 keV et 322,8 keV, a été utilisée.

La faible statistique des nouvelles transitions peut être constatée, la fragmentation du noyau ^{83}As est encore plus importante que pour les deux noyaux précédents, étant donné qu'il s'agit d'un noyau ayant un nombre de protons impair. Avec les données de cette expérience, il n'a donc pas été possible d'observer des transitions à plus haute énergie par manque de statistique. Cependant, deux nouvelles transitions ont quand même pu être ajoutées, et les transitions reportées précédemment confirmées.

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté : les motivations de l'étude des noyaux proches de la fermeture de couche sphérique $N = 50$, l'état de l'art des études de ces noyaux, l'analyse et les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des données issues de l'expérience de fission induite présentée dans le chapitre 2.

Dans une première partie, nous avons exposé les différentes raisons qui motivent

l'étude des noyaux de cette région, comme la question qui reste encore ouverte à ce jour concernant le caractère doublement magique du noyau ^{78}Ni . L'étude de l'évolution de la taille du gap de la couche $N = 50$ entre $Z = 28$ et $Z = 38$ est aussi une motivation majeure des études de structure nucléaire des noyaux proches de cette région.

Dans une seconde partie, un état de l'art des études réalisées concernant ces noyaux a été ensuite effectué, et plus particulièrement concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As . Auparavant, l'évolution du gap de la couche $N = 50$, sa stabilité dans le noyau ^{84}Se ainsi que la diminution possible de son énergie d'excitation, a été étudiée par différentes équipes. Cependant, les deux études présentées divergent pour deux états excités, la première prédisant un état excité à 3863 keV que la seconde n'a pas observé, et inversement, la seconde a déterminé un état excité à 4898 keV que la première n'a pas identifié. Concernant le noyau ^{86}Se , différentes études ont été réalisées, mais divergent elles aussi sur différents points. Certaines transitions sont présentées dans l'une mais pas dans l'autre, et inversement. Le noyau ^{83}As a été produits par différentes réactions, ce qui a permis son analyse auparavant. Une étude des données par réaction de fusion-fission a tout d'abord permis d'identifier des états excités, et une autre étude en parallèle avec une réaction de transfert multi-nucléon, a confirmé ces résultats.

Dans une troisième partie, l'analyse concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$, et ^{83}As , réalisée à partir des données issues de la réaction de fission induite et du système de détection présenté dans le chapitre 2, a été exposée. Diverses conclusions ont ainsi été avancées, comme la confirmation ou l'infirmerie de niveaux excités, l'adjonction de nouvelles transitions aux schémas de désexcitations cités auparavant dans l'état de l'art.

A présent que ceux-ci ont été présentés, une deuxième étape consiste en l'interprétation de ces résultats expérimentaux. Pour cela, dans le chapitre 4, différents calculs théoriques et leurs résultats, seront exposés afin de comprendre le comportement de ces noyaux et ainsi obtenir des informations concernant la couche magique sphérique $N = 50$.

Discussion sur les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 50$

Ce chapitre regroupe les différentes discussions et interprétations concernant les noyaux étudiés dans le chapitre précédent, les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 50$: $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As . Des corrélations angulaires ont été étudiées, leurs résultats sont indiqués dans une première partie. Puis, dans une seconde partie, différents calculs de modèle en couches ont été utilisés, des notions concernant ce modèle et ses applications sont donc présentées. Ensuite, les résultats des calculs ainsi que différentes études systématiques réalisées sont exposés. Enfin, une des perspectives concernant l'étude de ces noyaux est présentée, elle concerne la campagne EXILL (EXOGAM à l'ILL) réalisée entre fin 2012 et début 2013.

Sommaire

4.1	Discussion et interprétations	96
4.1.1	Corrélations angulaires	96
4.1.1.1	Quelques notions théoriques sur les corrélations angulaires	96
4.1.1.2	Détermination des corrélations angulaires expérimentales	98
4.1.1.3	Cas du noyau ^{84}Se	99
4.1.2	Modèle en couches - Interaction résiduelle	102
4.1.3	Résultats calculs théoriques et études systématiques	104
4.1.3.1	Codes et interactions utilisés	104
4.1.3.2	Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{84}Se	105
4.1.3.3	Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{86}Se	108
4.1.3.4	Calculs théoriques pour le noyau ^{83}As	113
4.2	EXILL (EXOGAM @ ILL)	115
4.2.1	Motivations de cette expérience	115
4.2.2	Descriptif du dispositif expérimental	115
4.2.3	Conclusion et perspectives	116
4.3	Conclusion du chapitre	117

4.1 Discussion et interprétations

A présent que les différents résultats expérimentaux concernant les noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As ont été présentés, nous allons nous intéresser aux interprétations les concernant. Dans cette partie, les corrélations angulaires effectuées afin d'assigner les spins aux états observés, notamment aux nouveaux états, sont présentées. Puis, les résultats des calculs utilisant le modèle en couches vont être exposés, le concept des interactions résiduelles va donc être, dans un premier temps, expliqué. Ensuite, différentes études systématiques avec les isotones de ces noyaux seront exposées. Enfin, une perspective à ce type d'étude sera présentée.

4.1.1 Corrélations angulaires

Etant donné que de nouveaux états excités ont été déterminés dans ces noyaux à l'aide des données de l'expérience de Jyväskylä, il est utile de déterminer la multipolarité des transitions gamma associées. Grâce à cette information, il est possible de déterminer le spin de ces nouveaux états. Dans cette partie, nous allons présenter cette étude, en débutant par quelques notions théoriques sur les corrélations angulaires dans le paragraphe 4.1.1.1. Puis dans le paragraphe 4.1.1.2, nous présenterons la procédure suivie pour la détermination de celles-ci expérimentalement. Enfin, dans le paragraphe 4.1.1.3 nous expliquerons les différents problèmes que nous avons rencontrés avec les corrélations angulaires des noyaux présentés précédemment.

4.1.1.1 Quelques notions théoriques sur les corrélations angulaires

Suivant le caractère de la transition, la probabilité d'émettre un rayonnement gamma entre un état initial et un état final est différente selon l'angle considéré, car l'émission est anisotrope par rapport à une direction privilégiée, qui peut être l'axe du faisceau ou la direction du photon précédent, selon les réactions étudiées. L'étude de cette anisotropie permet d'obtenir l'assignation de la multipolarité de la transition en comparant les données expérimentales à des estimations théoriques. La distribution angulaire $W(\theta)$ de l'intensité d'une transition γ peut être développée sous forme d'une somme de polynômes de Legendre P_i , où θ est l'angle d'émission du rayonnement gamma par rapport à l'axe du faisceau.

$$W(\theta) = \sum_{i=0}^L a_{2i} P_{2i}(\cos(\theta)) \quad (4.1)$$

Les coefficients a_{2i} dépendent de la réaction (alignement), de la multipolarité de la transition et des spins de l'état initial et final liés par la transition γ .

Dans le cas des corrélations angulaires $\gamma - \gamma$, l'émission d'un rayonnement gamma par un noyau non orienté, est isotrope. Cependant, dans le cas d'une cascade, il y a une corrélation entre la direction d'émission du rayonnement γ_1 et celle du rayonnement γ_2 . Il existe une probabilité d'orientation du spin du noyau après l'émission du premier rayonnement, qui est fonction du type d'émission multipolaire électrique ou magnétique, laquelle est rattachée aux nombres quantiques des moments angulaires de l'état initial I_i et final I_f , ainsi que de l'état intermédiaire I .

$$W(\theta) = \sum_{i=0}^L a_{2i}(I_i, I, I_f) P_{2i}(\cos(\theta)) \quad (4.2)$$

Les tables de T. Yamazaki [Yam67] peuvent être utilisées pour estimer les coefficients a_k . Dans notre étude seuls les termes dipolaires et quadrupolaires sont considérés et :

$$a_k = F_k(I_f, L_1, L_2, I) \times F_k(I, L'_1, L'_2, I_i) \quad (4.3)$$

où les termes L_1 et L_2 prennent éventuellement en compte le mélange entre eux. Les F_k sont les coefficients tabulés dans [Yam67].

Les valeurs des $W(\theta)$ théoriques déterminées avec l'équation 4.2 peuvent être calculées. Dans notre étude cette équation pourra être réduite en se limitant aux transitions dipolaires et quadrupolaires ($\lambda \leq 4$). L'équation devient alors :

$$W(\theta) = 1 + (a_2(I_i, I, I_f) P_2(\cos(\theta)) + a_4(I_i, I, I_f) P_4(\cos(\theta))) \quad (4.4)$$

avec les polynômes de Legendre $P_2(x)$ et $P_4(x)$ égaux à :

$$P_2(\cos(\theta)) = \frac{3\cos^2(\theta) - 1}{2} \quad \text{et} \quad P_4(\cos(\theta)) = \frac{35\cos^4(\theta) - 30\cos^2(\theta) + 3}{8} \quad (4.5)$$

Ces coefficients pour les noyaux que nous avons étudiés doivent être calculés, pour pouvoir comparer ces valeurs théoriques aux valeurs expérimentales que nous allons déterminer dans le paragraphe 4.1.1.2. Afin d'illustrer ce calcul théorique de $W(\theta)$, la figure 4.1 expose deux transitions γ avec E l'énergie des transitions et S le spin des états excités. L'expression de $W(\theta)$ théorique est donc :

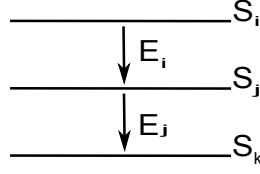


FIGURE 4.1: Schéma de deux transitions γ d'énergies E_i et E_j et de spins des états concernés S d'indice i, j, k . Ce schéma illustre le calcul des corrélations angulaires, concernant l'ordre des transitions à prendre en compte dans les valeurs des coefficients F_2 et F_4 .

$$W(\theta)_{\text{théorique}} = 1 + (F_{2_a}F_{2_b}P_2 \cos \theta + F_{4_a}F_{4_b}P_4 \cos \theta) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} F_{2_a} = F_2(S_j \rightarrow S_i) \\ F_{2_b} = F_2(S_j \rightarrow S_k) \\ F_{4_a} = F_4(S_j \rightarrow S_i) \\ F_{4_b} = F_4(S_j \rightarrow S_k) \end{cases} \quad (4.6)$$

Une fois que les valeurs de ces corrélations angulaires théoriques sont obtenues, il est alors possible de les comparer à celles trouvées expérimentalement et ainsi de remonter au moment angulaire J d'une transition.

4.1.1.2 Détermination des corrélations angulaires expérimentales

A présent nous pouvons nous intéresser à la détermination des corrélations angulaires expérimentales. Pour cela, un code en JAVA a été réalisé. Ce code est structuré de manière à prendre en compte les différents paramètres ayant une importance sur la détermination des corrélations angulaires, tels que les efficacités des cristaux pour la calibration, ou l'ajout d'algorithme de sommation (détaillé dans le paragraphe 2.2.2.1). L'avantage de ce code réside dans le fait que, nous pouvons modifier aisément la définition des conditions imposées sur notre cube pour différents angles de détection, ce qui nous a permis d'obtenir les matrices selon l'angle θ pour les noyaux étudiés, décrits dans cette étude. Les angles de détection ont été déterminés par rapport à l'axe du faisceau. Le nombre de paires de détecteurs touchés pour chaque angle de 1° pour JUROGAM II, en prenant en compte l'algorithme de sommation et l'angle du clover par rapport au centre du premier cristal touché, a lui aussi été caractérisé. Les "mauvais" détecteurs germanium, c'est-à-dire ceux ayant une résolution en énergie supérieure ou égale à 3,5 keV à 1,3 MeV, ont été retirés pour la détermination des corrélations angulaires. Les angles utilisés dans le code ont été : $30^\circ(19^\circ - 32,5^\circ)$, $60^\circ(50^\circ - 70^\circ)$ et $90^\circ(80^\circ - 100^\circ)$.

Afin d'obtenir les valeurs des corrélations angulaires expérimentales il était donc nécessaire de suivre la procédure suivante :

- Trouver une transition "stretched", c'est-à-dire de multipolarité non mélangée. Une transition avec le maximum de J permis par les règles de sélection (par exemple, une cascade $(\gamma - \gamma)$ ($E2 - E2$) non mélangée, reliant les niveaux $(4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+)$, $J = 2$). Cela pour fixer le premier axe du cube, correspondant à l'axe d'émission du premier gamma.
- Définir dans le code cette transition et les angles pour lesquels nous souhaitons que les matrices soient créées.
- Compiler le code à l'aide du logiciel GRAIN.
- Ouvrir ces matrices dans GRAIN, et exporter les matrices projetées dans *gf3*, par exemple, afin de pouvoir intégrer les pics correspondants aux transitions d'intérêts.
- Diviser le nombre de coups dans ces pics par le nombre de couples de détecteurs touchés avec cet angle θ .
- Normaliser la valeur de $W(\theta)$ obtenue en la moyennant sur tous les angles.
- Comparer nos résultats expérimentaux avec les résultats théoriques, calculés dans le paragraphe 4.1.1.1.

Cette procédure peut être utilisée pour tous les noyaux produits dans cette expérience réalisée à Jyväskylä. Cependant, nous allons observer que le manque de statistiques de cette expérience va limiter l'apport des corrélations angulaires.

4.1.1.3 Cas du noyau ^{84}Se

Dans cette partie, la procédure que nous avons décrite dans le paragraphe 4.1.1.2 va être mise en œuvre pour le cas des noyaux étudiés dans cette analyse. Dans un premier temps, les résultats des corrélations angulaires expérimentales seront présentées, puis dans un second temps une interprétation sera proposée.

Résultats des corrélations angulaires expérimentales

A présent que la méthode utilisée pour la détermination des corrélations angulaires dans notre étude a été exposée, elle va être appliquée au noyau ^{84}Se , car il est représentatif du type de résultats que nous avons obtenu.

La transition vers l'état fondamental à 1454,5 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) du noyau ^{84}Se est une transition "stretched", c'est-à-dire pour laquelle le moment angulaire du photon est égal à la différence maximum de spins entre les deux états. Dans ce cas, c'est une transition de type $E2$. La condition dans le code en JAVA, présenté dans la partie précédente, a donc été posée sur cette transition. Afin d'étudier la transition alimentant l'état excité à 2121 keV d'énergie 1415,3 keV, nous avons imposé dans le cube obtenu avec GRAIN, une condition sur la transition de 666,8 keV, située entre la transition "stretched" à 1454,5 keV et celle que nous voulons étudier. Nous avons alors obtenu le résultat présenté sur la figure 4.2 (a), qui correspond à la corrélation angulaire $W(\theta)$ normalisée, déterminée expérimentalement

avec deux logiciels permettant l'intégration de pics dans les spectres obtenus, GRAIN et *gf3*. Ces résultats expérimentaux sont comparés à la théorie calculée précédemment. Deux types de corrélations angulaires théoriques sont représentés, la première correspondant au $W(\theta)_{théo}$ pour une transition de type $M1$ ($5^+ \rightarrow 4^+$), représentée par des triangles verts et la seconde au $W(\theta)_{théo}$ concernant une transition de type $E2$ ($6^+ \rightarrow 4^+$), représentée par des croix violettes sur la figure 4.2 (a). Les barres d'erreurs sur les valeurs expérimentales ont été déterminées en propageant les erreurs statistiques sur la formule utilisée et en introduisant les différentes sources d'erreurs, concernant le nombre de coups dans les pics et les erreurs sur la détermination du centroïde de la Gaussienne. Pour cette transition, c'est la valeur de la corrélation angulaire théorique pour une transition de type $M1$ ($5^+ \rightarrow 4^+$) qui est la plus en adéquation avec $W(\theta)_{exp}$.

Le même type d'étude a été réalisé pour la transition d'énergie 1579,4 keV, alimentant elle aussi l'état excité à 2121 keV du noyau ^{84}Se . Le résultat de cette étude est présenté dans la figure 4.2 (b). De la même manière que le résultat présenté précédemment, les deux déterminations expérimentales des corrélations angulaires, avec les logiciels GRAIN et *gf3* sont présentées en bleu et rouge, accompagnées de leurs barres d'erreurs respectives. Pour cette transition, c'est la corrélation angulaire théorique pour une transition de type $E2(6^+ \rightarrow 4^+)$, représentée en violet sur la figure qui semble le plus en adéquation avec les données de $W(\theta)_{exp}$. Cependant, les barres d'erreurs incluent aussi la distribution angulaire de la transition $M1$ ($5^+ \rightarrow 4^+$) théorique, ce qui n'exclut pas cette possibilité.

Interprétation des corrélations angulaires expérimentales

En observant les résultats expérimentaux des corrélations angulaires, nous pouvons constater que l'erreur sur ces valeurs est conséquente. Etant donné l'importance des barres d'erreurs concernant les données expérimentales, il est difficile d'interpréter ce comportement avec une multipolarité unique. Par conséquent, l'assignation d'un spin pour ces niveaux ne peut donc pas être confirmée avec exactitude. Ces erreurs sont principalement dues au manque de statistiques de détection, la durée d'acquisition de cette expérience étant d'une seule semaine.

Nous observons ce phénomène de manière similaire dans l'étude de la transition de 1579,4 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$) étudiée elle aussi, et présentée sur le graphique de la figure 4.2 (b). Les résultats expérimentaux ont quant à eux été comparés avec les valeurs théoriques des transitions de multipolarité $E2$ et $M1$, cependant les incertitudes expérimentales sont tellement importantes que ces deux comportements peuvent y être associés. Aucune conclusion sur la multipolarité de ces transitions ne peut donc être formulée avec ce calcul.

De plus, ces transitions ont, dans cette expérience, une intensité très nettement supérieure à celles des transitions entre les états excités plus élevés. Nous ne pourrions donc pas avoir de résultats probants pour les transitions supérieures, car le problème statistique

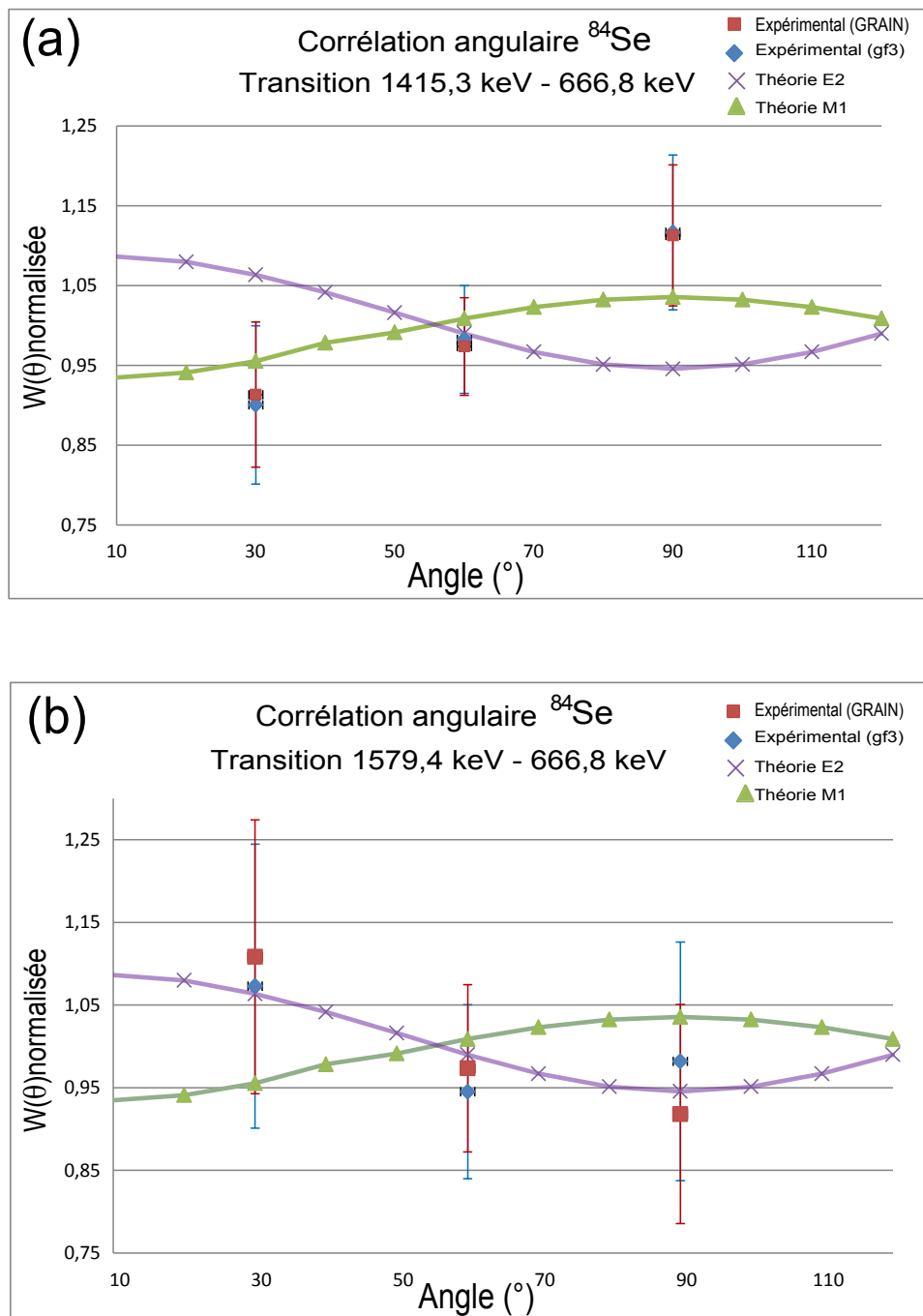


FIGURE 4.2: Corrélations angulaires expérimentales normalisées pour le noyau ^{84}Se . Etude de la transition d'énergie 1415,3 keV sur la figure (a) et de la transition d'énergie 1579,4 keV sur la figure (b). Les résultats obtenus avec deux logiciels permettant l'intégration de pics sur les spectres étudiés sont présentés, en bleu ceux obtenus avec GRAIN, en rouge ceux obtenus avec gf3. Ces résultats sont présentés avec leurs barres d'erreurs respectives déterminées par propagation des erreurs dans l'expression de $W(\theta)$ utilisée. Les valeurs de $W(\theta)$ théoriques déterminées précédemment sont quant à elles présentées en vert et en violet.

va augmenter avec une intensité de production encore plus faible.

Ainsi, comme nous pouvons le constater, nous ne pourrions pas obtenir de résultats expérimentaux concernant les corrélations angulaires pour les noyaux étudiés dans ce manuscrit, étant donné que les transitions présentent dans ces noyaux sont encore moins peuplées que celles étudiées dans le paragraphe 4.1.1.3. Nous sommes donc à la limite expérimentale pour effectuer des corrélations angulaires apportant des informations pertinentes pour ces noyaux. Cependant, l'observation pour des noyaux ayant été produits 10 fois plus que les noyaux ^{84}Se et ^{83}As , tel que le ^{142}Ba , a montré que des corrélations angulaires peuvent apporter des informations sur la multipolarité des transitions. Augmenter le temps de collecte de ce type d'expérience pourrait donc permettre d'obtenir des informations pour l'assignation des spins plus précise.

4.1.2 Modèle en couches - Interaction résiduelle

À présent que les tentatives de détermination des corrélations angulaires ont été présentées, nous pouvons nous intéresser aux prédictions des calculs utilisant le modèle en couches. Dans cette partie, nous allons exposer le modèle en couches et plus particulièrement l'interaction résiduelle. En résolvant l'équation de Schrödinger présentée dans le chapitre 1, et rappelée dans l'équation 4.7, seulement avec l'Hamiltonien H_0 , des fonctions propres sont obtenues sans l'interaction résiduelle. Les énergies propres sont déterminées par la somme des énergies des états individuels des nucléons. Cependant, H_0 ne décrit pas correctement les noyaux loin des couches magiques. Il est donc nécessaire de considérer l'interaction résiduelle $H_{\text{résiduel}}$ qui introduit un mélange de configuration et des effets collectifs, comme des vibrations ou des déformations du noyau.

$$H = \sum_{i=1}^A \left[\frac{p_i^2}{2m_i} + U(r_i) \right] + \left[\sum_{k>i=1}^A V_{NN}(i,k) - \sum_{i=1}^A U(r_i) \right] = H_0 + H_{\text{résiduel}} \quad (4.7)$$

L'interaction la plus fondamentale à 2 nucléons, qui peut être exploitée dans les calculs à N corps, peut être dérivée d'un potentiel nu NN pour les nucléons libres, dans un vide prenant en compte le principe de Pauli et les espaces de modèles tronqués, appelée interaction effective.

Dans l'approche modèle en couches, il est nécessaire de déterminer pour chaque région de masse, une interaction effective qui peut reproduire le maximum de propriétés des noyaux correspondants.

En partant de l'espace de Hilbert, le problème est simplifié au sous-espace. Ce sous-espace contient un nombre réduit d'état de bases $\psi_i^{(0)}$. La fonction d'onde effective s'écrit alors :

$$\psi_{eff} = \sum_{i \in M} a_i \psi_i^{(0)} \quad (4.8)$$

En utilisant l'interaction effective V_{eff} , l'équation de Schrödinger pour un modèle de fonction d'onde, peut être résolue. Dans l'espace de Hilbert, l'équation de Schrödinger devient équivalente à un sous-espace utilisant une force effective :

$$H\psi = E\psi \Rightarrow H_{eff}\psi_{eff} = (H_0 + V_{eff})\psi_{eff} = E_{eff}\psi_{eff} \quad (4.9)$$

La voie traditionnelle pour obtenir l'interaction effective du modèle en couches est très souvent le calcul de la matrice G , et par un calcul informatique de l'interaction effective entre 2 nucléons dans l'espace de valence [Smi09].

Cette interaction nucléon-nucléon dans le milieu nucléaire est calculée en partant de l'interaction connue entre deux nucléons libres. En utilisant la description microscopique des noyaux, il est possible de faire face à certains problèmes, par exemple, la complexité des calculs numériques pour un problème à N corps et la partie répulsive de l'interaction nucléon-nucléon sur courtes distances.

La matrice G de Brückner permet d'éliminer la partie répulsive à courtes distances et décrit la diffusion de deux nucléons libres dans la matière nucléaire. Les éléments de cette matrice sont définis comme des états de 2 nucléons indépendants dans les noyaux et représentent l'interaction effective pour les nucléons dans des états indépendants. Un des gros problèmes de cette interaction réaliste est que le comportement spectroscopique se dégrade quand le nombre de particules dans l'espace de valence augmente jusqu'à mi-couche, ensuite cela s'améliore.

Une alternative à l'utilisation de la matrice G est l'interaction de renormalisation appelée V_{low-K} . Puisque les degrés de liberté de l'énergie de faible efficacité pour la structure nucléaire ne sont pas des quarks ou des gluons, mais des hadrons incolores, la composante du moment de l'interaction nu NN est intégrée dans l'approche du groupe de renormalisation [Bog10].

Les applications du modèle en couches ont été une des principales motivations pour le développement des interactions de bas moment [Bog02]. Cependant, dès que le nombre de particules de valence augmente, l'accord avec les données expérimentales se détériore. En dépit du progrès des récentes années, les potentiels à 3 nucléons restent en sous développement, et les interactions effectives avec les forces à 3 corps ne sont pas encore disponibles. Il est alors nécessaire d'ajuster les interactions effectives (basées sur une interaction NN réaliste) sur les données expérimentales (niveaux d'énergies).

Différents codes de calculs peuvent être utilisés, comme NuShell, NuShellX [Bro08], ANTOINE [Cau99] ou d'autres types de calculs. Ce type de code de calcul est présenté dans la suite de ce manuscrit.

4.1.3 Résultats calculs théoriques et études systématiques

Dans cette partie, les résultats des différents calculs théoriques réalisés pour les noyaux de la couche $N = 50$ et $N = 52$ étudiés ici sont présentés, ainsi que les différentes études systématiques réalisées avec les noyaux voisins.

4.1.3.1 Codes et interactions utilisés

Afin d'utiliser les codes de calculs de modèle en couches tels que NuShell, NuShellX [Bro08] ou ANTOINE [Cau99], un espace de valence doit être défini. C'est dans cet espace que celui-ci va être effectué. En effet, l'espace individuel est divisé en 3 parties :

- un cœur inerte dans lequel les orbitales sont toujours pleines (cœur du noyau) ;
- un espace de valence dans lequel les orbitales sont disponibles pour les particules de valence, ces orbitales seront peuplées selon l'interaction effective.

Très souvent, les interactions des particules de valence avec les nucléons dans le cœur et l'espace externe, sont inclus dans la théorie perturbative à N corps ;

- un espace externe dans lequel les orbitales sont au-dessus de l'espace de valence, non impliquées dans les calculs, qui restent toujours vides.

Ces différents espaces sont représentés pour les noyaux de la région $N = 50$ dans le schéma de la figure 4.3.

Théoriquement, les espaces de valence à utiliser peuvent être définis et contiennent les degrés de liberté pertinents pour un problème donné, comme demandé par l'interaction effective. La définition du cœur et de l'espace de valence du noyau est usuellement définie par les conditions aux limites naturelles formées par les gaps entre les couches, associées aux nombres magiques.

Dans la région de masse étudiée ici, le cœur traditionnellement utilisé est un cœur de ^{56}Ni ($Z = 28, N = 28$), soit une fermeture des orbitales jusqu'à $(f_{7/2})$ pour les protons. Les couches $(f_{5/2}, p_{1/2}, p_{3/2})$ et $(g_{9/2})$, définissent alors un espace de valence naturel. Ceci signifie que seuls les nucléons évoluant dans ces couches sont autorisés à réaliser des excitations particule-trou.

Les niveaux excités des noyaux ^{84}Se et ^{83}As ont été déterminés avec le code de calcul utilisant le modèle en couches appelé NuShell. L'interaction effective utilisée est l'interaction appelé $jj44b$ [Lis04]. Cette interaction se base sur le noyau de ^{56}Ni , elle utilise donc l'espace de valence $Z = N = 28 - 50$. Les orbitales concernées sont $(p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2})$ et $(g_{9/2})$ pour les protons et $(d_{5/2}, s_{1/2}, d_{3/2}, g_{7/2})$ et $(h_{11/2})$ pour les neutrons. Afin d'ob-

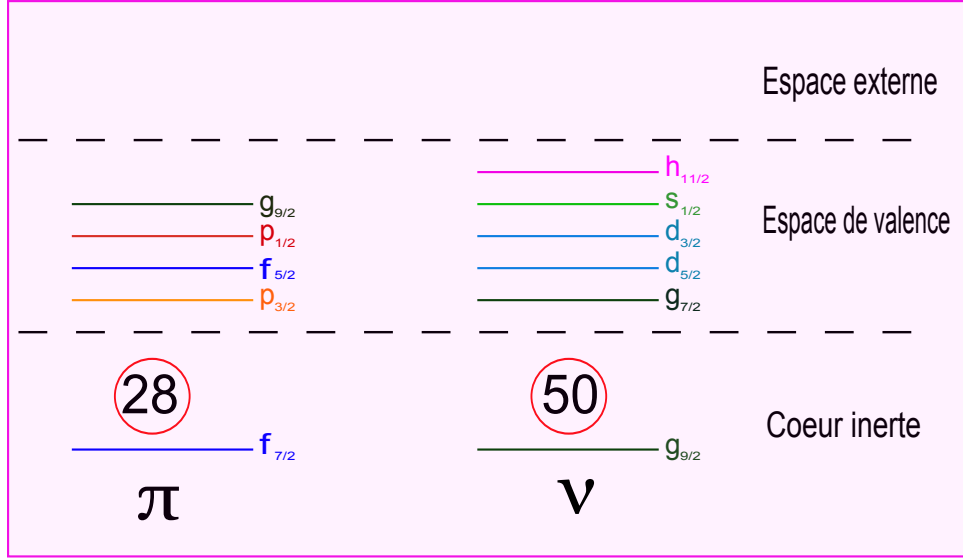


FIGURE 4.3: Vue schématique du cœur ^{78}Ni avec $N=50$, $Z=28$ et les orbitales de valence.

tenir cette interaction A.F. Lisetskiy *et al.* ont dérivé l'Hamiltonien pour la partie isospin égale à 1 ($T=1$) de l'interaction résiduelle dans cet espace de valence. Celui-ci étant basé sur l'analyse et l'ajustement des données expérimentales disponibles pour les isotopes $^{57}\text{Ni}_{29}$ - $^{78}\text{Ni}_{50}$ et les isotones $^{79}\text{Cu}_{50}$ - $^{100}\text{Sn}_{50}$. Le point de départ de la procédure d'ajustement était une interaction réaliste, appelée matrice G , basée sur les potentiels Bonn-C nucléon-nucléon avec des corrections de polarisation de cœur basées sur le noyau ^{83}As . Dans l'étude réalisée pour ces deux noyaux, seule l'interaction proton-proton a été prise en compte étant donné que le nombre de neutrons est magique et est égal à 50. Les résultats de ces calculs seront décrits dans les paragraphes 4.1.3.2 et 4.1.3.4.

Les niveaux excités du noyau ^{86}Se ont été déterminés avec le code de calcul utilisant le modèle en couches appelé NuShellX [Bro08]. L'interaction effective utilisée est l'interaction appelée *gwbxg* basée sur le noyau ^{78}Ni . *gwbxg*, est une interaction résiduelle de l'interaction nommée *gwb*, combinaison de deux éléments de matrice empiriques et de la matrice G . L'espace de valence utilisée est pour les protons $Z=38-50$ et pour les neutrons $N=50-70$. Les orbitales actives sont pour les protons ($p_{1/2}, g_{9/2}$) et pour les neutrons ($d_{5/2}, g_{7/2}, s_{1/2}$) et ($d_{3/2}$). Pour ce calcul, les interactions proton-proton, neutron-neutron et proton-neutron ont été prises en compte. Les résultats de ces calculs seront décrits dans le paragraphe 4.1.3.3.

4.1.3.2 Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{84}Se

Nous allons nous intéresser aux résultats des prédictions théoriques utilisant le modèle en couches et à ceux des études systématiques obtenues pour le noyau ^{84}Se .

Prédictions calculs modèle en couches

Les résultats des prédictions du calcul de modèle en couches réalisé avec Nushell et l'interaction effective $jj44b$, sont présentés sur la figure 4.4. Ils ont été mis en exergue à côté des résultats expérimentaux obtenus dans cette étude afin de faciliter leur comparaison. Nous pouvons constater que l'accord entre les deux schémas de niveaux obtenus est bon à bas spins, plus particulièrement pour les trois premiers états excités 2^+ , 4^+ et 6^+ , et à plus haute énergie d'excitation, de nombreux états excités sont prédits par les calculs, ce qui ne facilite pas l'assignation de spins. Dans les deux travaux de [Zha04] et [Pré04], présentés dans le paragraphe 3.2.1.1, différents calculs utilisant le modèle en couches avaient aussi été effectués. Dans ces travaux, les états au-dessous du niveau 6^+ à 3,7 MeV sont aussi raisonnablement bien produits en considérant les excitations protons. Les états 0_1^+ , 2_1^+ et 6_1^+ ont une forte composante $\pi(f_{5/2}^4 p_{3/2}^2)$, et la configuration $\pi(f_{5/2}^4 p_{3/2}^1 p_{1/2}^1)$ compose plus de 20 % des états (4_1^+) et (6_1^+). Cette constatation a permis de prouver que la configuration particule-trou $\nu(g_{9/2}^{-1}, d_{5/2}^1)$ est incluse pour les états 5^+ et 6^+ .

Etant donné qu'à partir d'environ 4 MeV d'énergie d'excitation le cœur est excité, et qu'il n'est pas aisé d'intégrer une perturbation du cœur dans les données utilisées dans les calculs de modèle en couches, nous pouvons constater que les états excités 7^+ et 8^+ , expérimentalement identifiés à 4406 keV dans [Zha04] et [Pré04] et 5329,9 keV dans le travail présenté ici, ne sont pas présents dans la bonne gamme d'énergie dans les résultats exposés dans la figure 4.4. Ces états 7^+ et 8^+ sont présents dans ces prédictions, mais à 2,5 MeV et 3,5 MeV trop haut en énergie. Nous ne pouvons donc pas affirmer que la parité du spin de l'état excité à 5329,9 keV est positive sans l'inclusion de la configuration excité dans les calculs. Pour cette raison, le spin de cet état est annoté entre parenthèses sur la figure, et sans assignation de parités. De la même manière, le spin de l'état excité à 6414,4 keV, présenté dans ce travail, peut être déduit de ces calculs, sans pour autant déterminer la parité de celui-ci avec certitude. Pour cette raison, le spin de cet état peut être assigné à un spin de $(9^-, 9^+)$ ou $(10^-, 10^+)$. Aucun calcul précédent ne reporte cet état, probablement du fait de l'espace de valence limité utilisé.

Pour valider ou infirmer cette assignation, d'autres types d'études théoriques doivent être testés, telle qu'une étude systématique avec les isotones de ce noyau. Celle-ci va être présentée dans le paragraphe suivant.

Etude systématique des noyaux de la couche $N = 50$

Les résultats des calculs utilisant le modèle en couches n'apportent pas toutes les informations nécessaires à une assignation de spins avec certitude. Cependant il est possible de coupler les informations obtenues dans cette étude théorique avec des résultats

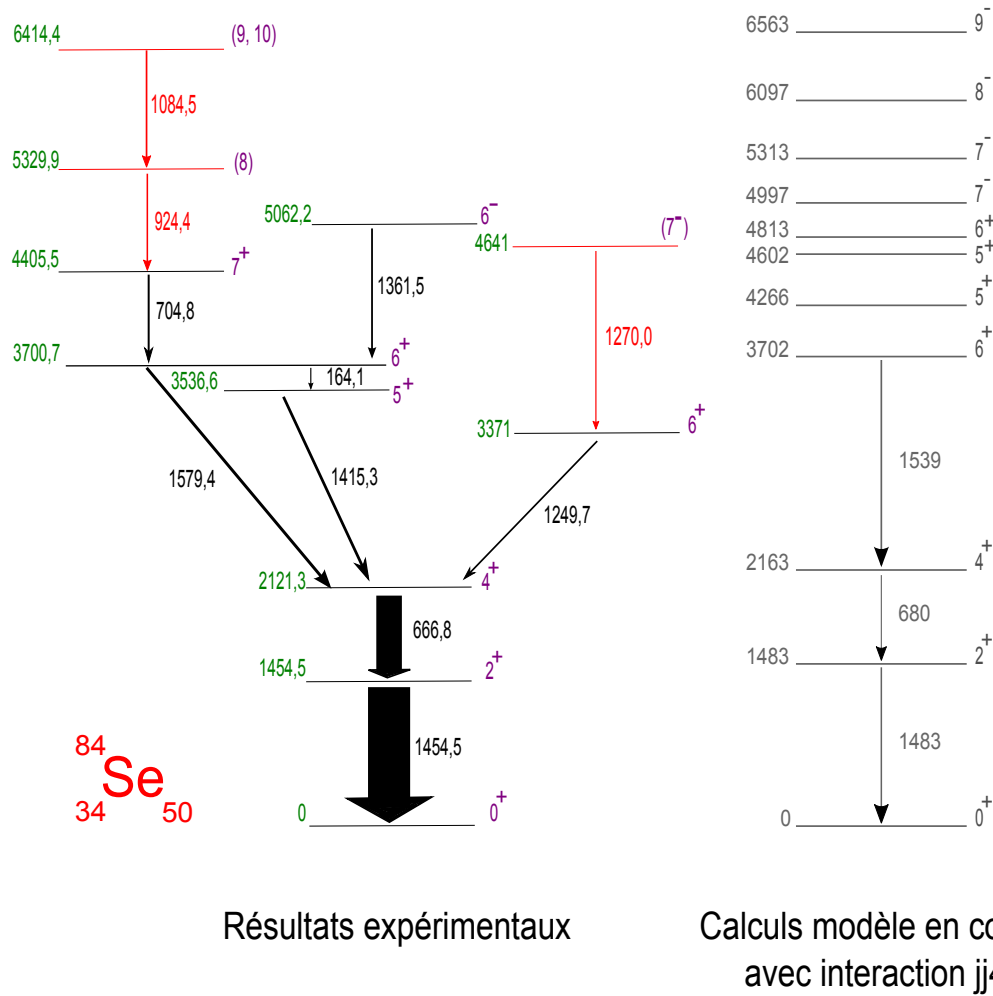


FIGURE 4.4: Comparaison schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{84}Se avec le résultat du calcul de modèle en couches utilisant NuShell et l'interaction effective $jj44b$. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.

empiriques. Les isotones de cette région ont des comportements relativement similaires. Des études systématiques des énergies d'excitations des niveaux excités de ces noyaux ont donc été effectuées.

Concernant le noyau ^{84}Se , une étude des isotones ayant $N = 50$ a été réalisée. Elle est présentée sur la figure 4.5. Afin de pouvoir commenter les nouveaux résultats dans le noyau ^{84}Se , une étude similaire a été réalisée dans l'article de A. Prévost *et al.* [Pré04]. Nous pouvons observer des similarités avec les isotones voisins, tel que le ^{86}Kr , étant donné que l'évolution des états protons dans les isotones ayant $N = 50$ peut être prévue quand le niveau proton de Fermi évolue comme une fonction du numéro atomique Z .

Sur cette comparaison les deux premiers états des deux premiers isotones, le ^{84}Se et le ^{86}Kr , ont presque les mêmes énergies. Ces états ont une forte composante protons. De plus, nous pouvons constater que le comportement du noyau ^{84}Se est quasi similaire à celui du noyau ^{86}Kr . Ainsi dans l'étude de A. Prévost *et al.* [Pré04] les spins 5^+ , 6^+ et 7^+ ont pu être assignés et ces trois états ont pu être interprétés en terme d'excitation cœur neutron, comme pour le noyau ^{86}Kr . Dans la comparaison présentée dans la figure 4.5, nous retrouvons bien cette similitude.

Concernant les trois nouveaux états déterminés dans cette étude, entourés en rose sur l'étude systématique présentée dans la figure 4.5, il est possible d'estimer une assignation de spins. L'état à 4641 keV peut être assigné à un spin de 7^+ , et de la même façon, l'état à 5329,9 keV peut être assigné à un spin de 8^+ . Par contre l'état à 6414,4 keV, peut être assigné à deux spins : 9^+ ou 10^+ , l'étude systématique ne peut pas fournir ce spin avec certitude, mais cela donne une idée de la nature du spin de cet état. Afin de valider ce spin des corrélations angulaires pourraient confirmer ou infirmer la multipolarité de cette transition.

4.1.3.3 Calculs théoriques et étude systématique pour le noyau ^{86}Se

Nous allons, à présent, nous intéresser aux résultats des prédictions théoriques utilisant le modèle en couches et à ceux des études systématiques obtenus pour le noyau ^{86}Se .

Prédictions calculs de modèle en couches

Les résultats des prédictions du calcul de modèle en couches réalisé avec NushellX et l'interaction effective *gwbxg*, sont présentés dans la figure 4.6. Ils ont été mis en exergue à coté des résultats expérimentaux obtenus dans cette étude afin de faciliter leur comparaison. Un bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques issus de ce calcul, est observé, surtout à une énergie inférieure à 4 MeV. A basses énergies, les deux neutrons de valence occupent l'orbitale ($d_{5/2}$), où ils peuvent se coupler et contribuer aux niveaux ayant un spin de 0^+ , 2^+ et 4^+ .

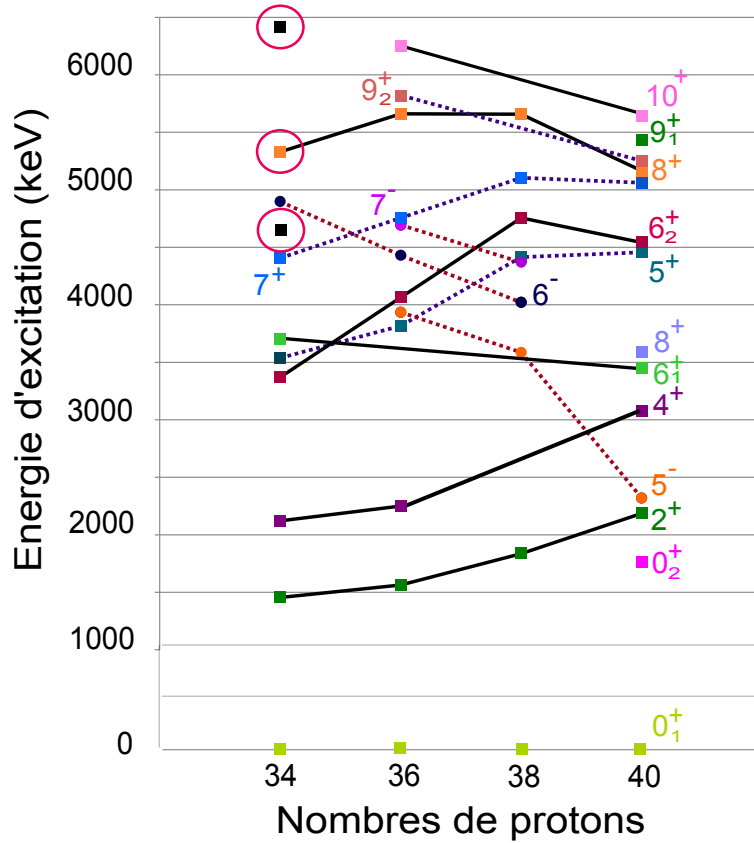


FIGURE 4.5: Evolution des états de spins moyens de 4 isotones pair-pair ayant $N = 50$, ^{84}Se (présenté dans ce travail), ^{86}Kr [Win93], ^{88}Sr [Ste00], ^{90}Zr [Fan73] [Fir96]. Les états de parités négatives sont représentés par des ronds pleins et sont reliés entre eux par des pointillés rouges, les états de parités positives impairs sont des carrés pleins et reliés en pointillés bleus. Les états de parités positives pairs sont représentés par des carrés pleins et sont reliés entre eux par des traits pleins noirs. Les nouveaux états déterminés dans cette étude sont entourés en rose sur cette systématique.

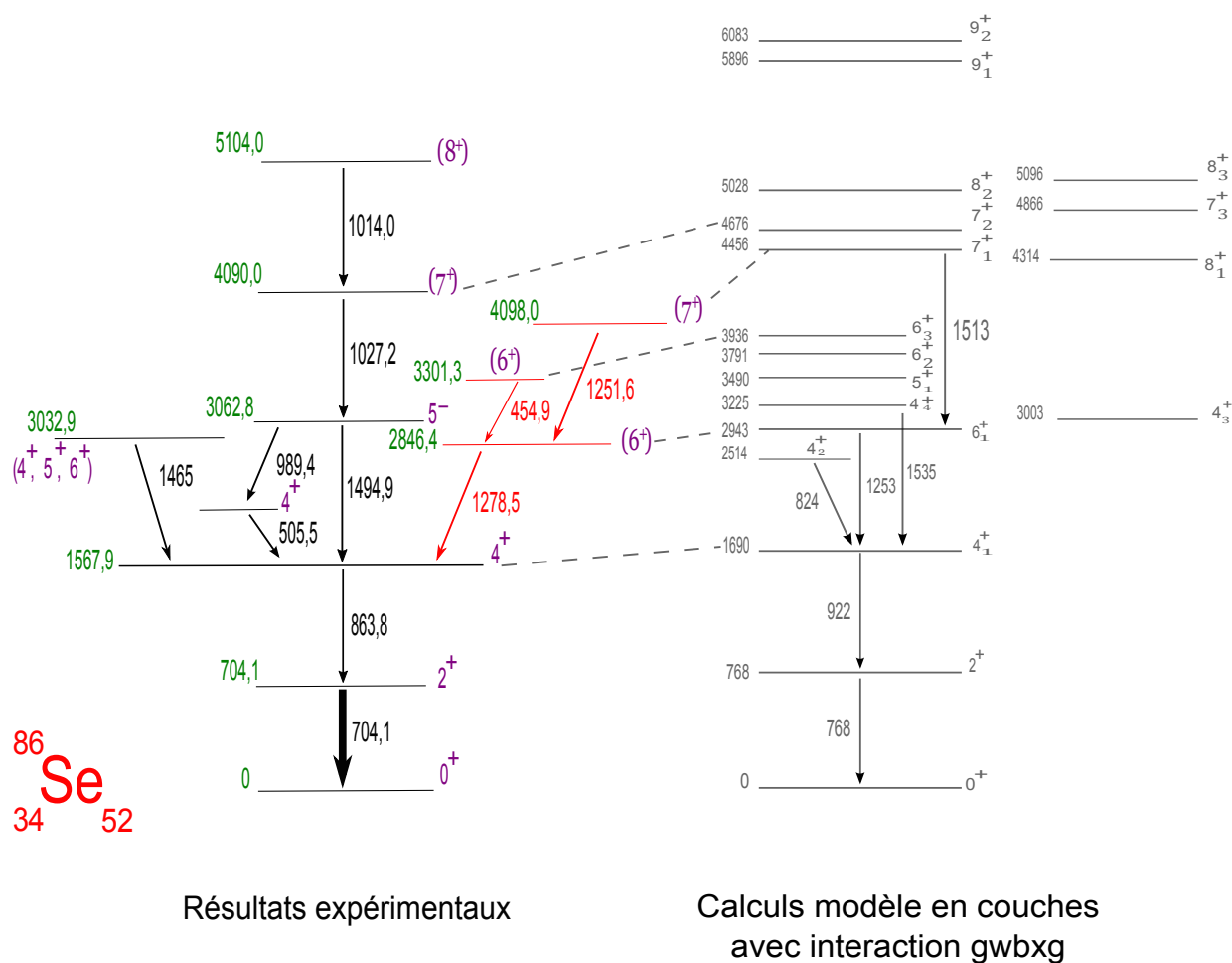


FIGURE 4.6: Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{86}Se avec le résultat du calcul de modèle en couches utilisant NuShellX et l'interaction effective gwbxg. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.

Un deuxième état 4_2^+ est prédit à 2514 keV, soit à 500 keV au-dessus de la valeur du niveau excité expérimental précédemment identifié par K. Li *et al.* [Li11] et M. Czerwinski *et al.* [Cze13]. Cela confirme donc leur assignation. Concernant l'état à 3062,8 keV obtenu dans cette étude, et assigné auparavant à un spin de 5^- , aucun état ayant ce spin n'est prédit par les calculs réalisés dans ce manuscrit. Cette différence est certainement due à la non inclusion de l'excitation de cœur présente au-dessus de 3 MeV d'énergie d'excitation.

Concernant l'état à 3032,9 keV, plusieurs spins peuvent être attribués en comparaison avec les calculs de modèle en couches. Les états prédits à 3003 keV (4_3^+), 3490 keV (5_1^+) et 3791 keV (6_2^+) peuvent correspondre. Des corrélations angulaires avec suffisamment de statistiques pourraient déterminer avec certitude quel est le spin de cet état entre 4^+ , 5^+ et 6^+ .

Concernant l'état à 2846,4 keV, un spin de 6^+ peut être identifié avec l'état prédit à 2943 keV dans les calculs de modèle en couches, pour l'état à 3301,3 keV, l'état prédit à 3936 keV (6_3^+) peut lui aussi lui être attribué. Puis, pour l'état à 4098,0 keV, l'état prédit qui paraît le plus adapté, est l'état à 4456 keV (7_1^+).

Quant aux deux états excités d'énergies 4090,0 et 5104,0 keV, différents états prédits peuvent correspondre, une hypothèse sur une assignation de spins 7^+ et 8^+ peut cependant être effectuée.

Toutes ces correspondances doivent être confirmées par d'autres études, car elles ne sont que des hypothèses. Pour cela, une étude avec les isotones de ce noyau va être présentée dans le paragraphe suivant.

Etude systématique des noyaux de la couche $N = 52$

Concernant le noyau ^{86}Se , une étude analogue à celle présentée pour le noyau ^{84}Se , des isotones ayant $N = 52$ a été réalisée. Elle est présentée sur la figure 4.7. Une étude similaire avait été effectuée dans l'article de M. Czerwinski *et al.* [Cze13] afin de pouvoir commenter les nouveaux résultats expérimentaux dans le noyau ^{86}Se .

Dans cette étude systématique, les états 0^+ , 2^+ et 4^+ sont approximativement situés aux mêmes énergies dans les 4 isotones. Nous pouvons ainsi proposer un spin aux nouveaux états déterminés dans cette étude. L'état à 2846,4 keV pourrait être assimilé à un spin de 6^+ et l'état à 4098,0 keV pourrait être quant à lui assimilé à un spin de 7^+ . Concernant l'état à 3301,3 keV, il est difficile d'obtenir un spin avec certitude sur cette étude systématique, cependant en la couplant avec les résultats prédits par le calcul de modèle en couches présentés dans le paragraphe précédent, il est possible de proposer un spin de 6^+ à cet état. Toutefois, ces assignations de spins ne sont que des propositions, il serait nécessaire de les confirmer avec des études par corrélations angulaires afin de caractériser la multipolarité de ces transitions avec certitude, et donc d'avoir une statistique

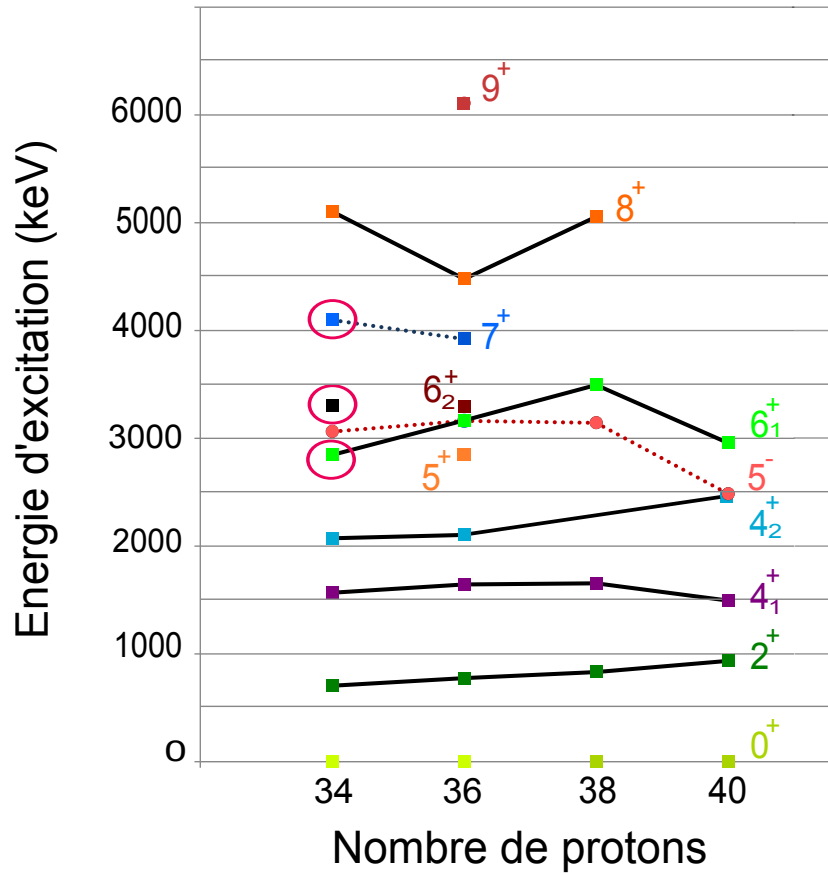


FIGURE 4.7: Evolution des états de spins moyens de 4 isotones pair-pair ayant $N = 52$, ^{86}Se (présenté dans ce travail et dans [Cze13]), ^{88}Kr [Cze13] [Ast13], ^{90}Sr [Hwa13], ^{92}Zr [Fir96]. Les états de parités négatives sont représentés par des ronds pleins et sont reliés entre eux par des pointillés rouges, les états de parités positives impairs sont des carrés pleins et reliés en pointillés bleus. Les états de parités positives pairs sont représentés par des carrés pleins et sont reliés entre eux par des traits pleins noirs. Les nouveaux états déterminés dans cette étude sont entourés en rouge sur cette systématique.

de détection plus importante.

4.1.3.4 Calculs théoriques pour le noyau ^{83}As

Les prédictions du calcul réalisé avec le modèle en couches vont être présentées pour le noyau ^{83}As . Une comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats du calcul de modèle en couches réalisé avec NuShell et l'interaction effective $jj44b$ est présentée sur la figure 4.8.

Les états en dessous du spin $\frac{13}{2}^-$ sont assez bien reproduits avec le calcul de modèle en couches présenté dans cette étude. Grâce à ces calculs, nous avons constaté que l'état prédit à 2826 keV par le calcul de modèle en couches, pourrait correspondre au niveau d'énergie 2777,3 keV, un spin de $\frac{11}{2}^-$ a ainsi était attribué à ce niveau.

Les résultats de ce calcul ont aussi apporté des informations quant à la configuration majeure des états du $\frac{5}{2}^-$ au $\frac{13}{2}^-$ dans le noyau ^{83}As . Ils ont une forte configuration $\pi([p_{3/2}f_{5/2}]^5)$ avec un maximum de deux paires brisées. Cette constatation est en accord avec ce qui avait été reporté dans [Por11].

Les spins des niveaux d'énergies 3206,3 keV et 3618,8 keV ne sont pas déterminés avec certitude dans cette étude. Un état de spin $\frac{13}{2}^+$ est prédit à 3712 keV dans les calculs, il peut correspondre aux deux états d'énergies 3206,3 keV et 3618,8 keV déterminés expérimentalement. De plus, un état de spin $\frac{15}{2}^+$ à 4503 keV est prédit dans les calculs, il peut correspondre lui aussi à l'état d'énergie 3618,8 keV observé expérimentalement.

Ces états peuvent avoir une contribution considérable des configurations particule-trou comme décrit ci-dessus pour le noyau ^{84}Se . Cela implique que l'espace de valence utilisé dans les calculs doit être prolongé. L'état à 3457,4 keV de $\frac{15}{2}^-$ précédemment identifié dans [Por11] [Sah12], n'est pas prédit dans ces calculs.

Les spins attribués suite à ces comparaisons et constatations, sont signalés entre parenthèses sur le schéma de niveaux de la figure 4.8.

Il est donc nécessaire de pouvoir effectuer d'autres études permettant l'assignation de spins, telles que des systématiques avec les isotones voisins ou des corrélations angulaires.

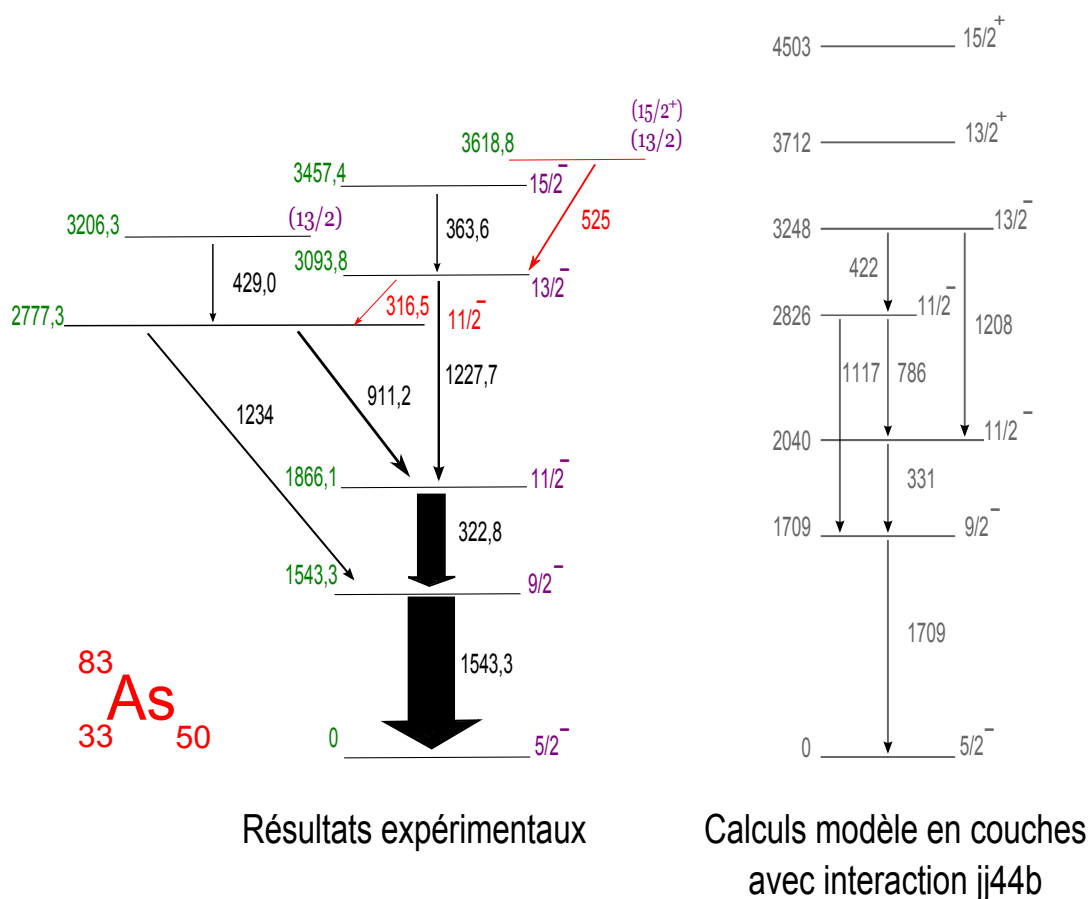


FIGURE 4.8: Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{83}As avec le résultat du calcul de modèle en couches en utilisant NuShell et l'interaction effective $jj44b$. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.

4.2 EXILL (EXOGAM @ ILL)

Afin, entre autre, de contrer le problème de statistiques de la plupart des expériences réalisées jusqu'à ce jour, une campagne a été mise en place par la communauté de physique nucléaire, l'expérience EXILL (EXOGAM à l'ILL). Les motivations menant à cette étude vont être décrites dans le paragraphe 4.2.1, puis le descriptif du dispositif expérimental dans le paragraphe 4.2.2. Enfin, les conclusions et les perspectives de cette étude seront présentées dans le paragraphe 4.2.3.

4.2.1 Motivations de cette expérience

Une large fraction des études nucléaires est dédiée à l'étude des interactions nucléaires quand des neutrons sont ajoutés aux noyaux. L'intérêt majeur dans ce contexte de l'utilisation des noyaux ^{235}U et ^{241}Pu comme cibles fissiles, est qu'elle permet de produire des noyaux qui le sont très faiblement avec des cibles de fissions spontanées, et donc de faciliter leurs études via spectroscopie gamma. Ces deux cibles permettent d'avoir accès à des noyaux dans les régions nord-est du ^{78}Ni et au-delà du noyau ^{132}Sn . Ces deux régions de la carte des noyaux sont spécialement importantes pour tester les interactions utilisées dans les calculs de modèle en couches loin de la stabilité. De plus, la production des noyaux dans la région de masse $A \approx 90$ est plus importante d'un ordre de grandeur avec une cible ^{235}U , comparée aux sources de fission spontanée. Une réaction avec ce type de source et avec un dispositif expérimental performant, peut permettre d'améliorer les connaissances de physique nucléaire concernant les noyaux de ces régions. Ce type de constatation a amené la communauté de physique nucléaire à mettre en place l'expérience EXILL (EXOGAM à l'ILL) qui va être décrite dans les paragraphes suivants.

4.2.2 Descriptif du dispositif expérimental

Afin de réaliser ce type d'expérience, différents détecteurs ont été regroupés. Tout d'abord, EXOGAM est un multi-détecteur de rayonnement gamma [Sim00] construit dans le cadre d'une collaboration européenne et dédié aux faisceaux radioactifs de SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne), situé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen. Ce spectromètre contient 16 détecteurs germanium de type clovers segmentés (forme de trèfle). Les grandes dimensions de ce type de détecteurs permettent de couvrir un large angle solide autour de la cible et d'améliorer la probabilité d'absorption et de détection d'un photon dans un cristal de germanium. Pour l'expérience EXILL réalisée à l'ILL (Institut Laue Langevin), à Grenoble en 2012/2013, les détecteurs germanium composant ce multi-détecteur ont été montés sur un support "boule" avec 6 détecteurs germanium coaxiaux de grande efficacité,

appelés GASP [RA93] venus de Legnaro en Italie, et 2 détecteurs germanium "clover" provenant du spectromètre LOHENGRIN de l'ILL. Ces différents détecteurs sont observables sur la photo présentée dans la figure 4.9. Afin de fournir un véto anti-Compton, qui permettra par la suite de rejeter l'énergie des photons qui se seront échappés des détecteurs par diffusion Compton, des boucliers Compton ont été installés sur les 8 détecteurs EXOGAM et sur les 6 détecteurs GASP. Cet ensemble de détecteurs a donc composé un multi-détecteur, installé au bout du faisceau de neutrons froids le plus intense de l'ILL, sur l'aire expérimentale appelée PF1b, dans la partie regroupant les différents guides neutrons. Deux types de réaction de fission induite par neutrons ont été réalisés. Deux sources de fission ont été installées au centre du multi-détecteur, une source ^{235}U et une source ^{241}Pu , mais aussi d'autres sources afin de réaliser des réactions de type (n, γ) . Le mode d'acquisition était un mode d'enregistrement total de toutes les données générées par les détecteurs, ce mode est dit "triggerless". Les différents détails concernant l'électronique et l'acquisition des données, peuvent être trouvés dans l'article de P. Mutti *et al.* [Mut13]. Un total de 60 TB de données a été enregistré lors de ces deux campagnes.

Le LPSC (Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble) a activement participé à cette campagne de mesure. Notre groupe a participé au montage et au démontage de l'expérience, a aidé aux tests des détecteurs germanium EXOGAM et GASP, à la mise en place des boucliers anti-Compton et à leurs tests, mais aussi à la surveillance de ceux-ci au cours des deux cycles de mesures. Le service électronique et technique du laboratoire a également travaillé, en collaboration avec la communauté, afin de construire des supports permettant le montage de ces détecteurs dans les meilleures conditions.

Des études de spectroscopie des γ prompts émis lors de la fission induite par des neutrons thermiques pourront être réalisées avec une statistique de détection importante.

4.2.3 Conclusion et perspectives

La campagne a couvert deux cycles du réacteur de l'ILL, soit 95 jours. Les premières estimations pour la campagne de fission avec ^{235}U prévoient quelques 950 milliards d'évènements enregistrés, sur lesquels 130 milliards de coïncidences $\gamma - \gamma - \gamma$ devraient être exploitables. La campagne EXILL est par conséquent une expérience idéale pour la détection de cascades de multiplicité moyenne. Si nous comparons les données obtenues avec l'expérience réalisée au laboratoire JYFL en Finlande, décrite dans les paragraphes précédents, avec celles obtenues avec EXILL, un gain d'un facteur 30 est obtenu du point de vue de la statistique. Ce type d'expérience, avec un grand nombre de détecteurs de bonnes efficacités et résolutions, ainsi qu'une durée de prise de données relativement importante, permet donc d'acquérir une grande quantité d'évènements permettant d'étu-

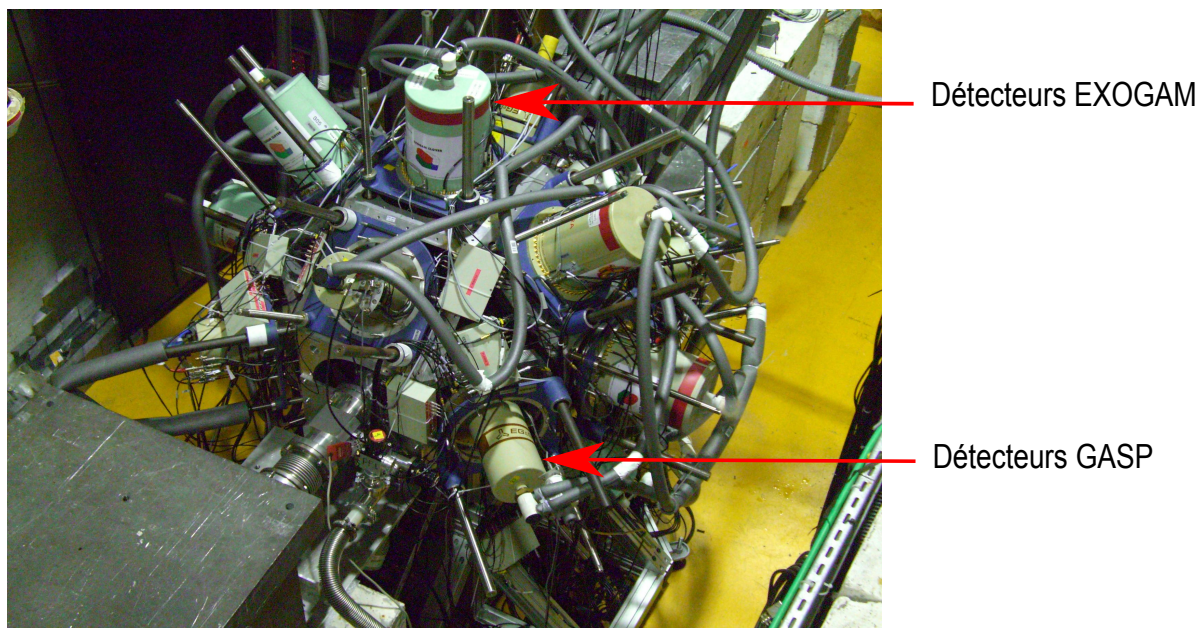


FIGURE 4.9: Photographie du dispositif expérimental d'EXILL composé de 8 détecteurs Ge clovers (EXOGAM), 6 détecteurs Ge coaxiaux (GASP), 2 détecteurs Ge clovers (LO-HENGRIN) et de boucliers anti-compton. Dispositif installé sur la ligne de neutrons de froids PF1b à l'ILL (Institut Laue Langevin à Grenoble).

dier les noyaux de la région du ^{78}Ni . Par cette réaction, les noyaux ^{88}Se et ^{89}Se ont été produits, et devrait permettre d'améliorer les connaissances sur la chaîne isotopique du sélénium, et donc de compléter ce travail.

4.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'interprétation des résultats mis en avant dans le chapitre précédent, de trois noyaux produits lors de l'expérience de fission induite par protons réalisée à Jyväskylä en 2011 : les noyaux $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As .

Dans une première partie les corrélations angulaires que nous avons effectuées pour le noyau ^{84}Se , sont présentées. Celles-ci ont permis d'exposer le type d'étude qui peut être réalisée avec ce type de dispositif expérimental et de déterminer les multipolarités des nouvelles transitions. Toutefois, nous avons dû malheureusement faire le constat que le manque de statistique dans ces noyaux, ne nous permet pas d'assigner des spins par corrélations angulaires. Pour la suite de ce type d'étude, il sera nécessaire de trouver une autre technique afin d'assigner un spin et donc une multipolarité aux transitions nouvellement déterminées.

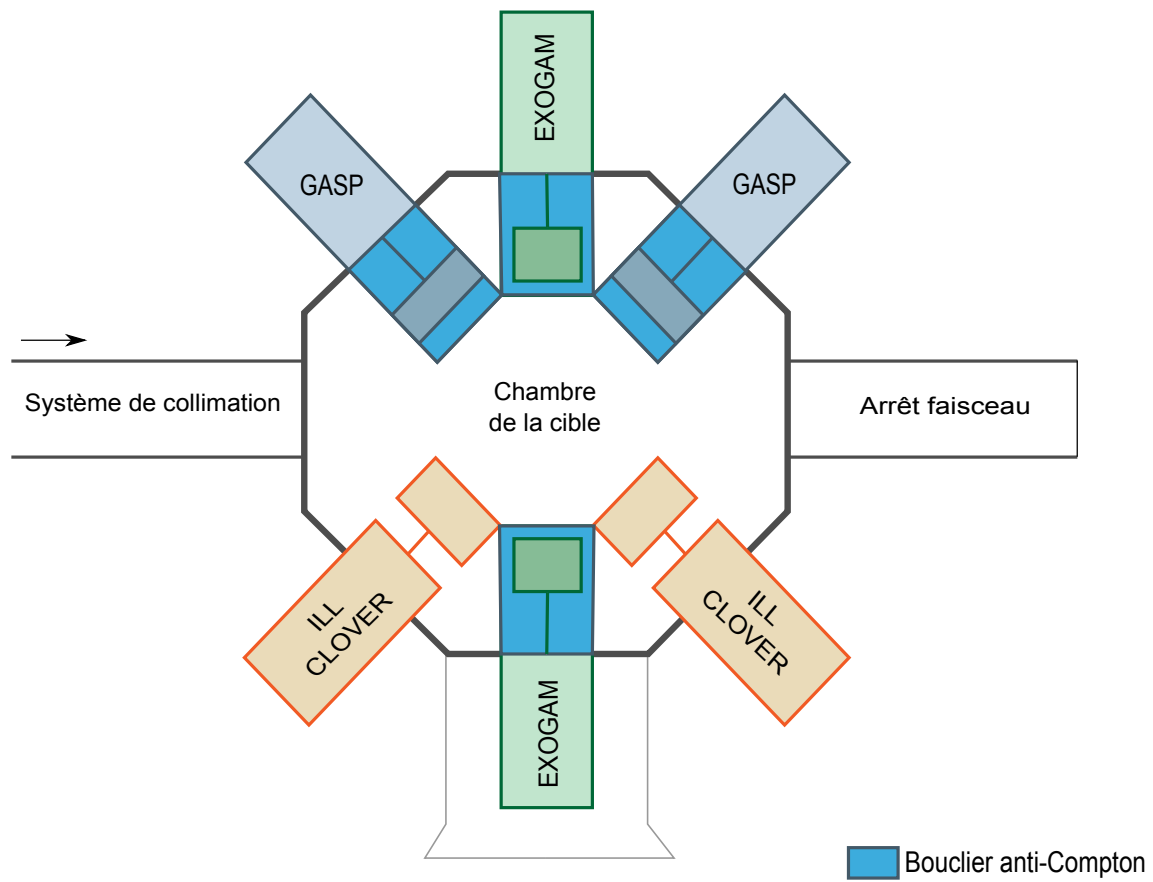


FIGURE 4.10: Vue en coupe du dispositif expérimental EXILL (EXOGAM à l'ILL). Vue schématique parallèle à l'axe du faisceau.

Dans une seconde partie, une autre technique d'assignation de spins a été présentée. Nous avons rappelé les différents ingrédients nécessaires à l'utilisation du modèle en couches, comme le choix des interactions résiduelles, puis nous l'avons appliqué aux noyaux étudiés dans le chapitre précédent. Ainsi, un bon accord avec les résultats expérimentaux pour des énergies inférieures à 3 MeV, et une discordance importante à plus haute énergie, entre résultats expérimentaux et théoriques obtenus avec le modèle en couches, ont été observés. Des études systématiques ont permis de compléter ce travail, et de proposer des spins aux nouveaux états excités déterminés dans cette étude. De plus, afin de permettre une meilleure assignation de spins, une expérience à laquelle nous avons activement participé, l'expérience EXILL (EXOGAM à l'ILL), a été présentée afin de comprendre les différentes motivations et résultats attendus avec celle-ci, grâce à une statistique de détection beaucoup plus importante.

A présent que les études et les résultats obtenus concernant les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 50$ ont été présentés, une autre région d'intérêt en structure nucléaire, la région des masses $A \approx 100$, et plus particulièrement le noyau ^{98}Y présentant une coexistence de forme nucléaire, va être étudiée. Cette étude sera présentée dans le chapitre 5.

Etude de la coexistence de forme dans le noyau ^{98}Y

Ce chapitre concerne l'étude du phénomène de coexistence de forme, l'évolution et l'origine de la déformation, dans le noyau ^{98}Y , ce noyau possédant des caractéristiques sphériques et déformées. Dans un premier temps un rappel théorique sur la coexistence de forme est effectué, puis un état de l'art des connaissances théoriques et expérimentales de ce noyau est exposé. Ensuite, l'analyse de celui-ci issu de l'expérience réalisée au laboratoire finlandais JYFL, présentée précédemment, et les discussions et interprétations utilisant le Modèle de Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM) et le Modèle Quasi-Particule Rotor (QPRM) sont présentés.

Sommaire

5.1	Etat de l'art	122
5.1.1	Rappels sur la coexistence de forme dans ce noyau	122
5.1.2	Etats isomériques	125
5.1.3	Etats déformés du noyau ^{98}Y	125
5.2	Analyse de ce noyau	129
5.2.1	Détermination des fragments de fission complémentaires	131
5.2.2	Nouveau schéma de désexcitation	133
5.2.3	Intensités relatives	134
5.3	Discussion et interprétations	137
5.3.1	Modèle GICM	137
5.3.2	Résultats calculs de modèle GICM	140
5.3.3	Modèle QPRM	142
5.3.4	Résultats calculs théoriques QPRM	144
5.3.5	Etats oblates et l'isomère 10^-	147
5.4	Conclusion du chapitre	150

5.1 Etat de l'art

Dans cette partie, un état de l'art des connaissances théoriques et expérimentales concernant le noyau ^{98}Y va être présenté en débutant par des rappels concernant des notions de physique nucléaire le concernant, telles que la coexistence de formes ou l'isométrie nucléaire.

5.1.1 Rappels sur la coexistence de forme dans ce noyau

Les noyaux de la région $A \approx 100$ possèdent une propriété remarquable. Le rapide changement dans leur état fondamental d'un état sphérique à un état déformé lors du passage de 58 à 60 neutrons, est observé. Les noyaux avec 59 neutrons sont à la limite de ce changement de forme nucléaire avec la présence d'états sphériques et déformés à bas spins et à basses énergies. Les études des noyaux comprenant 59 neutrons peuvent donner des indications sur les rôles que jouent chacune des orbites dans la stabilisation de la déformation. En outre, plusieurs calculs de champ moyen prédisent une déformation oblate stable dans ces noyaux [Ska97] [RG10a], bien qu'aucune preuve sans équivoque de ces états n'ait été démontrée à ce jour.

Une particularité du noyau impair-impair ^{98}Y , riche en neutrons, est qu'il est localisé dans une région où une coexistence de différentes formes nucléaires est observée, cette région est identifiable sur le zoom de la carte des noyaux présenté dans la figure 5.1. L'état fondamental du noyau ^{97}Y est sphérique, ceci étant dû à la fermeture de la sous couche $N=56$ et $Z=40$ [Lhe98], tandis que le noyau ^{99}Y a un état fondamental fortement déformé contenant seulement deux neutrons de plus [Mey85] [Mac90].

	N=56			N=59		
Z=40	Zr96 3.9E19 y 0+ β	Zr97 16.91 h 1/2+ β	Zr98 30.7 s 0+ β	Zr99 2.1 s (1/2+) β	Zr100 7.1 s 0+ β	Zr101 2.1 s (3/2+) β
Z=39	Y95 10.3 m 1/2- β	Y96 5.34 s 0- β	Y97 3.75 s (1/2-) βn *	Y98 0.548 s (0-) βn *	Y99 1.470 s (5/2+) βn	Y100 735 ms 1-2- βn *
Z=38	Sr94 75.3 s 0+ β	Sr95 23.90 s 1/2+ β	Sr96 1.07 s 0+ β	Sr97 426 ms 1/2+ βn	Sr98 0.653 s 0+ βn	Sr99 0.269 s 3/2+ βn
	Rb93 5.84 s 5/2- βn	Rb94 2.702 s 3(-) βn	Rb95 377.5 ms 5/2- βn	Rb96 0.199 s 2+ βn	Rb97 169.9 ms 3/2(+) βn	Rb98 114 ms (1,0) βn, β2n, ... *

FIGURE 5.1: Zoom sur la carte des noyaux autour du noyau ^{98}Y (d'après [NuD]). Nous avons indiqué sur ce zoom, la présence des sous couches $N=56$ et $Z=40$ citées dans l'article [Lhe98], permettant de situer le comportement des noyaux $^{97,98,99}\text{Y}$.

La description d'un tel noyau est donc un véritable défi pour la plupart des modèles

théoriques. L'une des tentatives la plus réussie pour interpréter la structure de ce noyau est celle du modèle utilisant l'Interaction Boson Fermion Fermion (IBFFM), qui modélise les noyaux comme un proton et un neutron couplés à un cœur pair-pair. En général, les modèles basés sur l'approximation de l'interaction boson fournissent une description consistante des phénomènes de structure nucléaire des noyaux sphériques et déformés.

Toutefois, une difficulté qui se pose lorsque nous interprétons les noyaux possédant les états de différentes formes, avec le modèle IBFFM, est que le modèle assigne une structure définitive à un cœur pair-pair. Ainsi, des calculs distincts doivent être effectués pour interpréter les parties sphériques et déformées du spectre. La nature sphérique des états de bas spins du noyau ^{98}Y en dessous de 500 keV a été suggérée en se basant sur la décroissance du noyau ^{98}Sr en ^{98}Y [Mac87] et a été confirmée par les calculs réalisés avec le modèle IBFFM [Bra89]. Ces calculs basés sur le noyau sphérique ^{96}Sr pourraient reproduire de manière satisfaisante les propriétés connues des états sphériques en dessous de 500 keV.

L'observation d'une bande assez régulière avec une énergie de tête de bande de 496 keV [Gru70] a servi à donner une indication concernant l'existence d'états excités déformés. Toutefois, l'interprétation des états déformés dans le noyau ^{98}Y est longtemps restée spéculative, principalement due à la connaissance assez pauvre, des niveaux déformés impairs en neutrons dans les noyaux ^{97}Sr et ^{99}Zr . Grâce aux informations obtenues avec les expériences de fissions promptes [Ham95] [Urb03] [Hwa03], l'analyse IBFFM pourrait être étendue aux états déformés [Bra04], et vérifiée d'une façon empirique.

De plus, la difficulté d'une telle analyse réside dans le choix d'un cœur déformé ^{98}Y étant donné que la région des noyaux ayant $A \approx 100$ est caractérisée par une transition de forme rapide. Dans le ^{96}Sr , qui sert de cœur naturel pour les couches sphériques, il n'y a pas de structure déformée bien établie. Ainsi, les calculs du spectre déformé ont été menés avec le noyau déformé ^{98}Sr comme cœur, et le neutron impair a été considéré comme un état-trou du cœur boson, c'est à dire du cœur considéré dans les calculs IBFFM. Le calcul a été en mesure de reproduire la bande avec un 4^- en tête de bande et a prédit un état déformé $J = 4^-$ seulement quelques keV en dessous de la tête de bande $I = 4^-$. Parmi les états déformés ayant les plus basses parités positives, le modèle IBFFM reproduit bien les états 1^+ et 2^+ qui correspondent aux niveaux expérimentaux à 600 keV et 666 keV, déterminés grâce à l'étude de la décroissance β du noyau ^{98}Sr , données issues de la base de données [Sin03]. Les résultats expérimentaux des niveaux excités déterminés dans celle-ci, sont présentés sur la figure 5.2.

L'étude de ces isotopes impairs a donc montré qu'il existait une ambiguïté concernant l'existence de trois différentes formes qui coexistent dans les isotones ayant $N = 59$. Pour compléter ce travail, des informations supplémentaires sur la structure des noyaux impair-

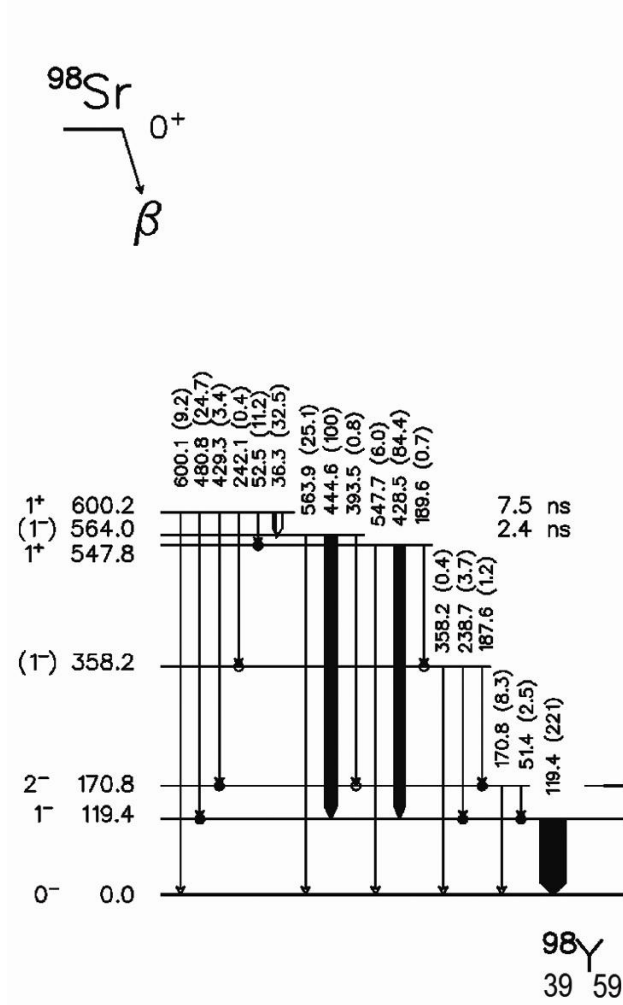


FIGURE 5.2: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y , repertorié par S. Brant et al. [Bra04] en 2004. Ces niveaux représentent les états excités observés dans la décroissance β du noyau ^{98}Sr . Les intensités relatives des transitions sont spécifiées entre parenthèses à côté de l'énergie de celles-ci, les spins des niveaux excités sont quand à eux indiqués entre parenthèses à côté des énergies de ces niveaux. La durée de vie des niveaux isomériques est indiquée à droite des niveaux excités.

impair, comme le noyau ^{98}Y , doivent être obtenues.

Différents calculs peuvent donc être effectués en utilisant des modèles collectifs, dans ce manuscrit deux calculs avec deux modèles distincts vont être présentés : le Modèle de Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM) et le Modèle Quasi-Particule Rotor (QPRM). Le but des calculs utilisant le modèle GICM est d'interpréter la partie sphérique du spectre avec un point de vue plus microscopique. Une brève description de ce modèle et

son application sur le noyau ^{98}Y , sont présentées dans les paragraphes 5.3.1 et 5.3.2. Le but des calculs utilisant le modèle QPRM est d'évaluer les états déformés de ce noyau. Une description rapide de ce modèle et son application sont présentées dans les paragraphes 5.3.3 et 5.3.4.

5.1.2 Etats isomériques

Les fragments de fission sont produits dans des états excités. Certaines de ces transitions peuvent être retardées par la présence d'états isomériques, c'est-à-dire par des états excités à durée de vie longue. L'isométrie nucléaire correspond au fait, qu'un même noyau atomique puisse exister dans des états énergétiques distincts caractérisés chacun par un spin et une énergie d'excitation particulière. Un état fondamental est un état correspondant au niveau d'énergie le plus bas dans lequel nous trouvons tous les nucléides, et tous les isomères nucléaires de l'isotope considéré pour les états d'énergies plus élevées, s'ils existent. Avec un spectromètre de masse (*ion* – γ), il est possible de les observer très proprement. L'étude de ces états isomériques et des désexcitations les alimentant, peut donc apporter des informations sur le comportement nucléaire de certains noyaux, ou encore sur le type de désexcitation de ceux-ci. En général, les états isomériques sont faciles à identifier, surtout leur configuration.

5.1.3 Etats déformés du noyau ^{98}Y

A présent que nous avons présenté l'intérêt d'étudier ce noyau ^{98}Y , intéressons nous à l'état de sa connaissance. Une étude a été réalisée par G. Lhersonneau *et al.*, [Lhe86]. La réaction utilisée afin de produire ce noyau est une réaction de fission thermique. Le dispositif expérimental était composé du séparateur JOSEF rempli de gaz installé sur le réacteur DIDO en Allemagne. Les transitions et niveaux observés dans cette étude ont été identifiés grâce à l'étude de la décroissance β du noyau ^{98}Sr . La mesure des rayonnements γ a été effectuée à l'aide de détecteurs intrinsèques de Ge ou de Ge(Li), les particules β ont quant à elles été détectées avec des scintillateurs plastiques. De plus, les temps de décroissances de ces isomères microsecondes présents dans ce noyau ont aussi été mesurés par une méthode de coïncidence. Le schéma de niveaux du noyau ^{98}Y , observé via la décroissance des isomères microsecondes peuplés par la fission, est présenté dans la figure 5.3. C'est sur la base de ce schéma de niveaux, que l'étude du noyau ^{98}Y dans ce manuscrit a débuté.

Les états de bas spins 0^- , 1^- et 2^- du noyau ^{98}Y ont une forte configuration $\pi(p_{1/2})\nu(s_{1/2})$ et $\pi(p_{1/2})\nu(d_{3/2})$. Ces états sont décrits avec plus de détails dans les calculs IBFFM de S. Brant *et al.* [Bra04]. La bande rotationnelle basée sur l'état d'énergie

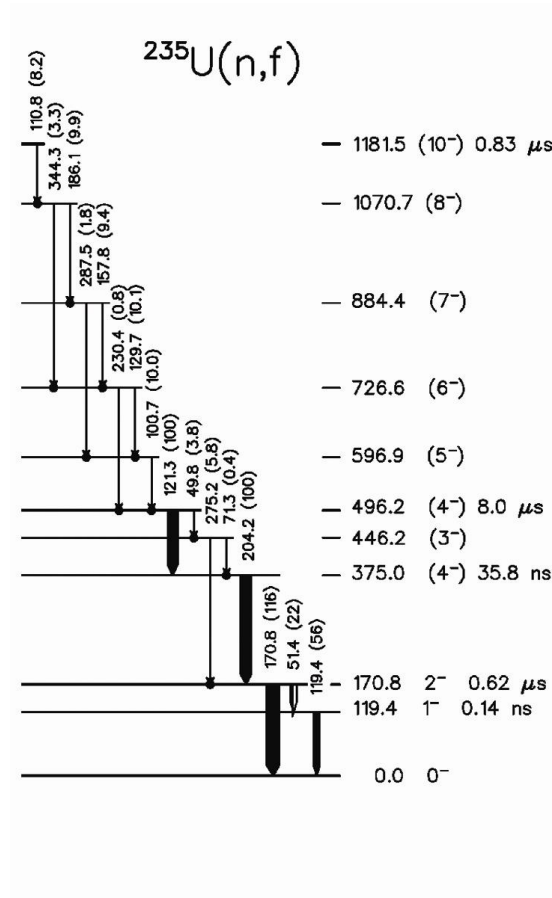


FIGURE 5.3: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y , répertorié par S. Brant et al. [Bra04] en 2004. Les états excités ont été observés via l'étude des temps de décroissance des isomères microsecondes, par une mesure de coïncidence, peuplés par la fission. Les intensités relatives des transitions sont spécifiées entre parenthèses à côté de l'énergie de celles-ci, les spins des niveaux excités sont quant à eux indiqués entre parenthèses à côté des énergies de ces niveaux. La durée de vie des niveaux isomériques est indiquée à droite des niveaux excités.

496,2 keV était parmi les premières observées dans cette région [Gru70]. Le spin de cette tête de bande a été changé plusieurs fois auparavant, bien qu'un spin de 4^- a été assigné, en suivant l'identification des états de bas moment de Nilsson dans les noyaux voisins pairs en neutrons ^{97}Sr et ^{99}Zr , et les calculs utilisant le modèle IBFFM [Bra04]. La configuration proposée pour l'état de tête de bande dans [Bra04] est : $\pi(5/2^+)[422] \otimes \nu(3/2^-)[541]$. L'orbite $\pi(5/2^+)[422]$ forme l'état fondamental du noyau ^{99}Y et l'orbite $\nu(3/2^-)[541]$ proche de 600 keV dans les noyaux ^{97}Sr et ^{99}Zr et à moins de 100 keV au-dessus des états déformés les plus bas dans les deux noyaux. Les deux orbites $\pi(5/2^+)[422]$ et $\nu(3/2^-)[541]$

sont originaires, respectivement, des états sphériques $\pi(g_{9/2})$ et $\nu(h_{11/2})$. La nature de haut- j de ces orbites et les valeurs de leurs moments angulaires l proches, signifient qu'ils ont des orbitales spatialement bien définies et donc qu'il y aura une interaction neutron-proton fortement attractive entre eux. Ceux-ci forment donc l'état collectif le plus bas se situant dans le noyau ^{98}Y .

Les lois de Gallagher Moszkowski prédisent que le couplage parallèle de ces orbites de Nilsson est de plus bas spin (c'est-à-dire 4^-), en accord avec les assignations de S. Brant *et al.* [Bra04]. Dans le diagramme de Nilsson, présenté dans la figure 5.4 avec les orbitales en question entourées en rouge, les orbitales neutrons déclinant fortement vers le bas : $(1/2^-)[550]$ et $(3/2^-)[541]$, d'origine des états sphériques $h_{11/2}$ sont proches de la surface de Fermi avec 60 neutrons et un paramètre de déformation : $\varepsilon_2 = 0,4$. Le remplissage de ces orbitales et l'apparition ultérieure de la déformation permettent un gain énergétique de 2 MeV. Une croissance de l'orbitale neutron $(9/2^+)[404]$ est elle aussi présente dans cette région, et la nature résistante à la déformation de celle-ci retarde l'apparition de la déformation. C'est seulement quand on atteint un nombre de neutrons égal à 60 que l'orbitale neutron $(9/2^+)[404]$ peut être vidée et que les neutrons placés dans la déformation conduisent aux orbitales $(1/2^-)[550]$ et $(3/2^-)[541]$, qui deviennent alors entièrement occupées. Dans cette situation le noyau aura le maximum de la déformation de cette région, $\varepsilon_2 = 0,4$.

Les calculs IBFFM par S. Brant *et al.* [Bra04] montrent un accord assez pauvre entre les énergies mesurées expérimentalement des membres de cette bande par rapport à ceux prédits. J.A. Pinston *et al.* [Pin05] ont proposé que ce maigre accord provient de l'utilisation du cœur effectif de ^{98}Sr . La déformation de ce cœur est $\beta_2 \approx 0,4$, toutefois l'analyse des rapports d'embranchements des transitions intra-bandes en compétition $\Delta I = 1 - \Delta I = 2$ tend vers une déformation plus petite de l'ordre de $\beta \approx 0,28$ [Pin05]. Comme ces bandes peuvent contenir quelques mélange K alors il est probable que $\beta > 0,28$. W. Urban *et al.* [Urb01] ont déduit que la déformation de $\nu(3/2^-)[541]$ dans le voisinage des noyaux impairs en neutrons était de $\beta > 0,32(2)$.

La déformation de la bande 4^- se situe probablement quelque part entre ces deux valeurs. Dans les calculs QPRM qui seront présentés dans le paragraphe 5.3.4, nous serons en mesure de reproduire beaucoup de propriétés de cette bande avec une déformation $\beta_2 = 0,32$. Dans l'article de J.A. Pinston *et al.* [Pin05], des arguments supplémentaires pour l'assignation de la configuration $\pi 5/2^+[422] \otimes \nu 3/2^- [541]$ de la bande 4^- du noyau ^{98}Y , sont présentés. Les arguments étaient tels que les alignements déterminés expérimentalement, I_x , des orbitales $\pi(5/2^+)[422]$ et $\nu(3/2^-)[541]$ dans les bandes des noyaux ^{99}Y et ^{97}Sr , ont été identifiés comme étant égaux à respectivement $\approx 0,5$ et $\approx 2,0 \hbar$. Ceux-ci sont en accord avec la même quantité déterminée expérimentalement pour la bande 4^-

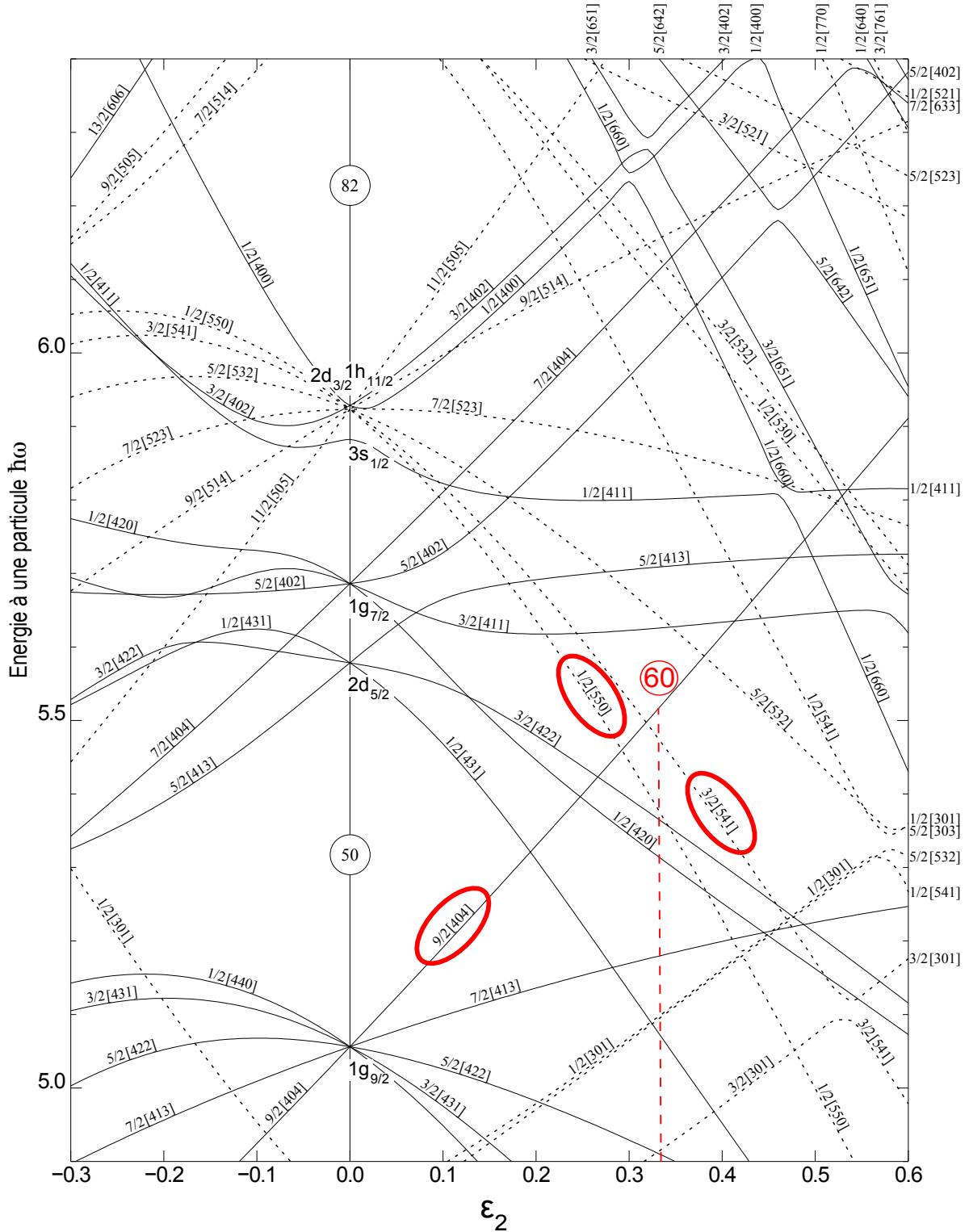


FIGURE 5.4: Diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$, déterminé par Bengtsson et Ragnarsson [Ben85]. Dans cette figure les énergies à une particule sont tracées en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}\text{MeV}$ en fonction de la déformation ϵ_2 , avec ($\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6$). Les orbitales d'intérêts pour le noyau ^{98}Y sont entourées en rouge.

du noyau ^{98}Y . Ces alignements expérimentaux sont représentés dans la figure 5.5, d'après [Pin05].

Sur la figure 5.6, la comparaison des états calculés avec le modèle IBFFM est effectuée avec les résultats expérimentaux, pour les états sphériques à gauche et pour les états déformés à droite. Il est alors possible de constater que l'accord entre ces deux études est relativement bon, et que le modèle IBFFM reproduit bien le comportement expérimental du noyau ^{98}Y . Cependant cette étude n'a pas apporté d'informations concernant le comportement de ce noyau au-dessus d'1 MeV d'énergie d'excitation, d'où l'intérêt d'effectuer une analyse complémentaire.

Dans cette étude de nombreux isomères sont présents. L'origine de l'isomère à 1180,6 keV, de spin 10 et de parité négative, n'est pas claire. Le spin est probablement correct mais il y a deux interprétations de configuration possible. Soit nous sommes en présence d'une configuration sphérique, $\pi(g_{9/2}) \otimes \nu(h_{11/2})$ couplées ensemble et alignées [Pin05]. Soit les deux états 10^- proches en énergies vont se mélanger entre eux. Ce mélange sera alors répulsif et va pousser l'état plus bas en énergie, plus bas, et celui le plus haut, plus haut. La taille de cette interaction pourra alors nous donner des informations sur sa configuration. Si ces deux états sont similaires, la répulsion sera très forte, alors que si leurs fonctions d'ondes sont très différentes, le mélange sera très faible. Il est donc nécessaire d'observer la régularité des énergies de transitions de la bande d'excitation, avec quelques calculs nous pouvons déterminer la structure de l'isomère. La bande rotationnelle du noyau ^{98}Y a de plus un $K = 4^-$ [Pin05], mais avec des orbites ayant des origines sphériques de $\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})$.

Déterminer s'il existe des états au-dessus de cet isomère est donc une étude importante pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

En conclusion, cette étude a permis d'étendre les connaissances sur le noyau ^{98}Y à l'aide d'une spectroscopie gamma couplée avec un séparateur rempli de gaz et de calculs IBFFM. Les calculs présentés dans cette étude pour le noyau impair-impair ^{98}Y , donnent une description de celui-ci. L'étude de ce noyau peut permettre de mieux comprendre le phénomène de coexistence de forme et de connaître le comportement à plus haute énergie.

5.2 Analyse de ce noyau

Une étude similaire à celle des noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As présentés dans les chapitres 3 et 4, a été réalisée pour ce noyau légèrement plus massif, le noyau ^{98}Y . Dans cette partie, cette analyse sera présentée et décrite en plusieurs étapes. Tout d'abord la détermination des fragments de fission complémentaires sera présentée dans le paragraphe 5.2.1. Puis, l'analyse nous ayant amené à la détermination de nouvelles transitions dans le noyau ^{98}Y

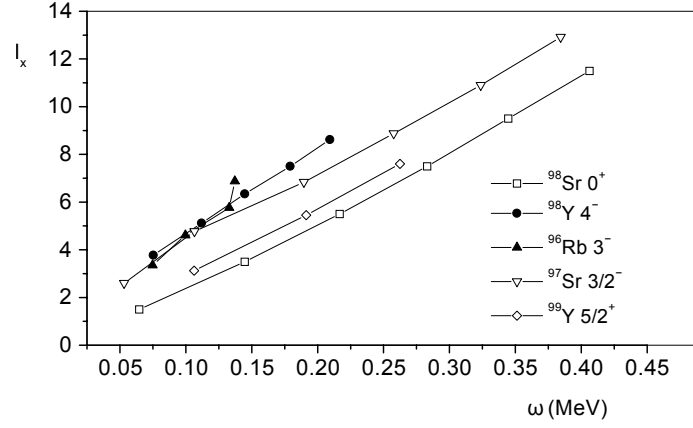


FIGURE 5.5: Alignements expérimentaux pour les orbitales $\pi(g_{9/2})$, $\nu(h_{11/2})$ et configurations $\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})$ dans les noyaux impairs en neutrons, impairs en protons et impairs-impairs proches du noyau ^{96}Rb . Le noyau ^{98}Sr a été utilisé comme configuration de référence. Figure d'après [Pin05].

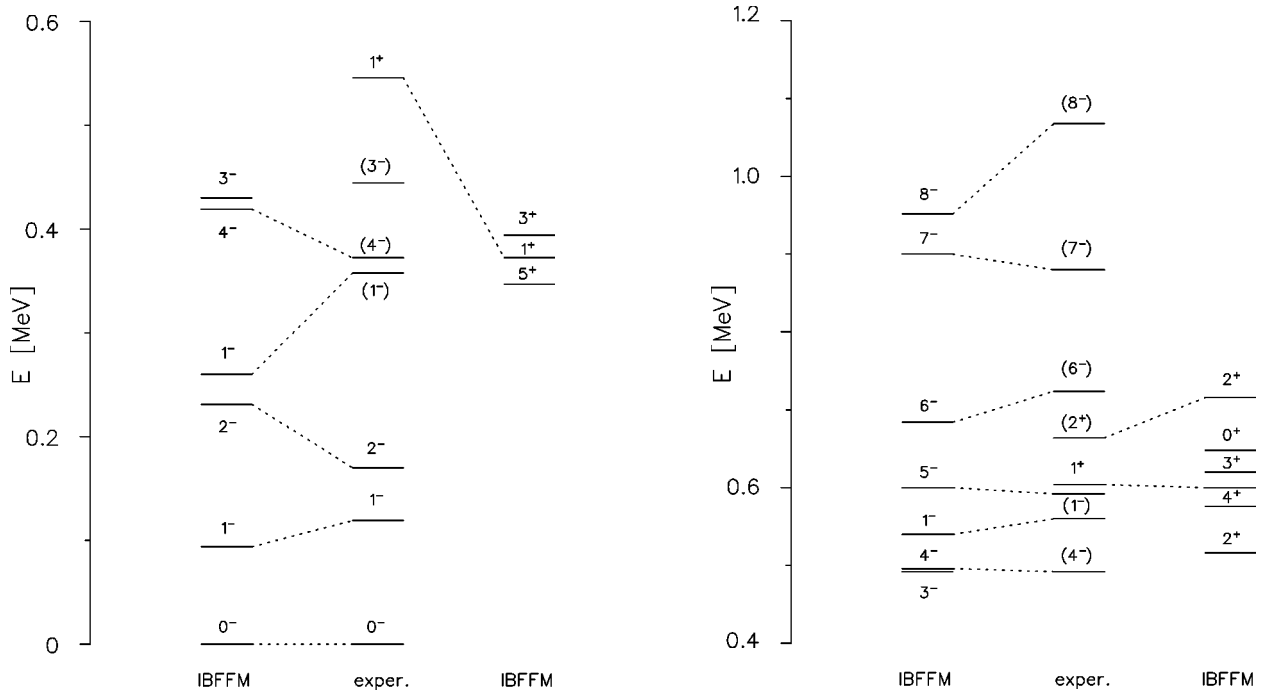


FIGURE 5.6: Comparaison des états expérimentaux du noyau ^{98}Y avec les résultats des calculs IBFFM de l'étude de S. Brant et al. [Bra04]. La partie de gauche correspondant à la comparaison des états sphériques et la partie de droite aux états déformés.

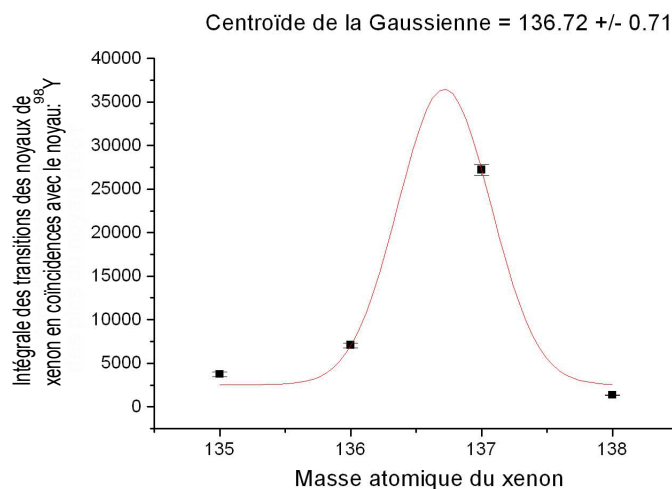


FIGURE 5.7: *Intégrale des pics correspondants aux transitions du noyau ^{98}Y en fonction de la masse atomique des fragments de fission complémentaires, les noyaux $^{135,136,137,138}\text{Xe}$. Détermination du centroïde de la Gaussienne pour la détermination du fragment de fission complémentaire majoritaire.*

sera exposée, avec le nouveau schéma de désexcitation de ce noyau dans le paragraphe 5.2.2. Enfin, les intensités relatives de ces nouvelles transitions seront listées dans le paragraphe 5.2.3 afin d'obtenir des informations supplémentaires concernant ces nouveaux états excités.

5.2.1 Détermination des fragments de fission complémentaires

Similairement à la technique décrite dans le paragraphe 2.3.3, le fragment de fission complémentaire ainsi que les 2 – 3 plus probables, ont été déterminés, afin de pouvoir caractériser le noyau ^{98}Y . La courbe de corrélation en masses obtenue dans ce cas est exposée dans la figure 5.7. Nous pouvons constater, avec la valeur du centroïde de la Gaussienne, que les deux fragments de fission complémentaires majoritaires de ce noyau, sont les noyaux ^{136}Xe et ^{137}Xe . Ces noyaux correspondent respectivement à 5 et 4 neutrons évaporés en moyenne par fission. Nous sommes dans un cas différent des noyaux précédents. Le nombre de neutrons évaporés en moyenne est plutôt proche de 4, comparé au nombre de neutrons évaporés moyen déterminé dans le cas des noyaux $^{84,86}\text{Se}$ et ^{83}As . Il est donc très important de réaliser cette étude avant d'analyser les noyaux issus de cette réaction avec ce dispositif expérimental. Une fois que nous connaissons les fragments de fission complémentaires majoritaires, l'analyse de ce noyau peut débuter.

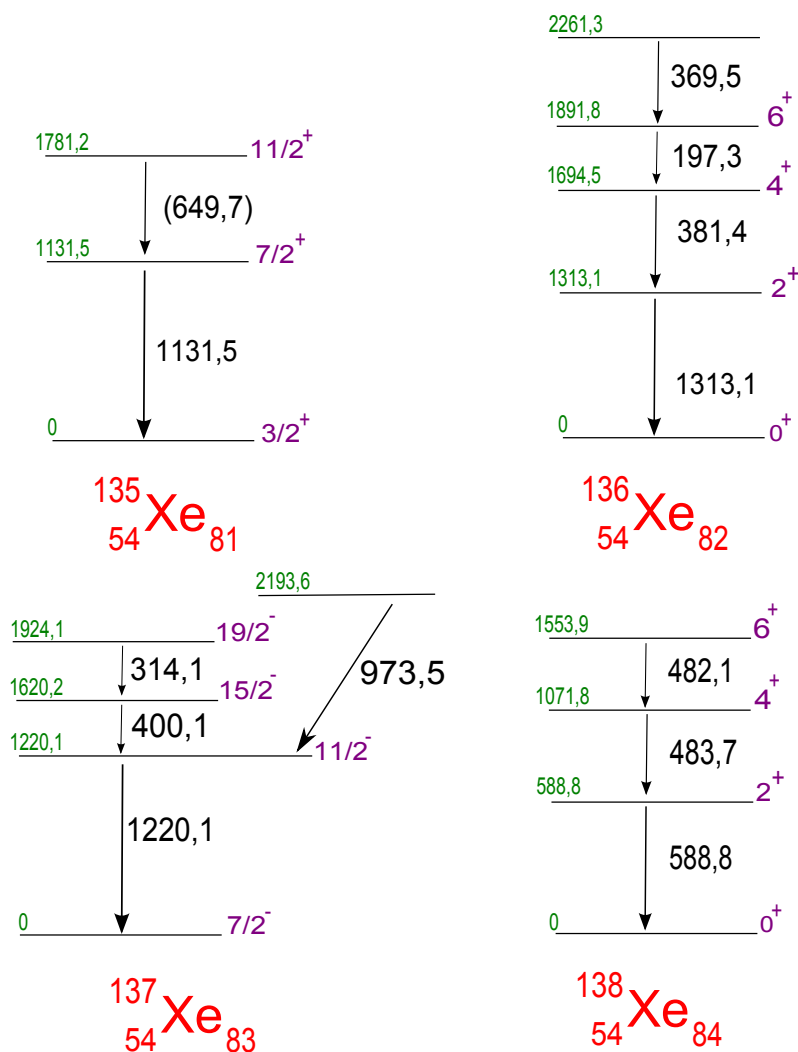


FIGURE 5.8: Extraits des schémas de niveaux des noyaux $^{135,136,137,138}\text{Xe}$, complémentaires majoritaires du noyau ^{98}Y présents dans le spectre de la figure 5.9 [NND]. Les énergies des états excités sont indiquées en vert, les énergies des transitions en noirs, les spins et les parités de ces états en violet.

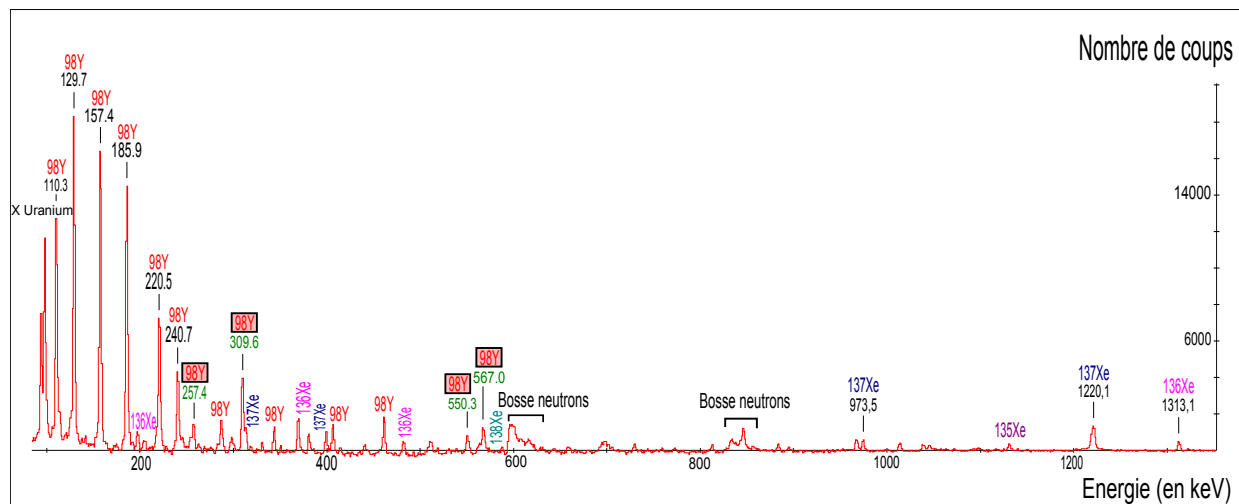


FIGURE 5.9: Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence de la somme de coïncidences des transitions d'énergies 119,4 keV ou 204,2 keV ou 121,3 keV ou 129,7 keV ou 157,8 keV ou 186,1 keV avec la transition d'énergie 100,7 keV. Toutes ces transitions appartiennent au noyau ^{98}Y . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Quatre nouvelles transitions ont été repérées et signalées par un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés.

5.2.2 Nouveau schéma de désexcitation

Une analyse similaire à celle présentée dans le chapitre 3 a été réalisée pour le noyau ^{98}Y . Etant donné l'importante fragmentation de ce noyau, que nous pouvons observer sur le schéma de niveaux présenté dans la figure 5.10, de nombreuses sommes de conditions ont été nécessaires afin d'augmenter la statistique de détection des transitions de ce noyau. Ainsi, il est possible d'observer de nouvelles transitions. Les transitions basées sur l'état 4^- et présentées en noir sur le schéma de niveaux de la figure 5.10, ont été observées auparavant dans les études répertoriées dans [Sin03]. Cette étude a été réalisée avec un spectromètre de masse, celui-ci ayant permis une identification certaine en masse. L'étude présentée dans ce manuscrit confirme les transitions déterminées par B. Singh *et al.*.

Afin d'illustrer notre étude, l'un des spectres obtenu est présenté dans la figure 5.9. Pour obtenir ce spectre nous avons effectué une somme de conditions avec les transitions les plus intenses du noyau ^{98}Y , en ne prenant en compte que les transitions les moins contaminées par d'autres noyaux. Les énergies de cette somme de transitions sont, dans l'ordre de la transition vers l'état fondamental de ce noyau jusqu'à l'état excité à 1,07 MeV : 119,4 keV ou 204,2 keV ou 121,3 keV ou 129,7 keV ou 157,4 keV ou 185,9 keV avec une des transitions de ce noyau d'énergie 100,7 keV.

Les transitions du noyau ^{98}Y sur lesquelles une condition a été imposée, mais aussi les

autres transitions appartenant à ce noyau peuvent être observées. La présence des transitions des noyaux de xénon, correspondants aux fragments de fission complémentaires de l'yttrium 98, répertoriées dans les schémas de niveaux des noyaux de xénon de la figure 5.8, est aussi vérifiée dans ce spectre.

De plus, 4 nouvelles transitions ont pu être observées. Ces transitions ont été associées comme appartenant au noyau ^{98}Y avec de nombreuses vérifications, afin d'éliminer la possibilité que : soit elles appartenaient aux noyaux complémentaires de fission, soit elles appartenaient à un contaminant possédant les mêmes énergies que celles imposées lors de l'analyse. Ces transitions sont encadrées d'un cadre rouge sur le spectre 5.9, et sont situées aux énergies de : 257,4 keV ; 309,6 keV ; 550,3 keV et 567,0 keV. Elles ont ensuite été placées dans le schéma de niveaux présenté dans la figure 5.10 en rouge. Puis elles ont été ordonnées dans celui-ci grâce aux intensités relatives présentées dans le paragraphe 5.2.3 ainsi que des corrélations entre différents spectres obtenus, nous permettant de distinguer leur place entre elles.

Concernant la transition d'énergie 609,5 keV, située au-dessus de l'état isomérique à 1180,6 keV, de 0,83 μs , une étude différente a dû être menée. Afin de pouvoir observer une transition alimentant un état isomérique, un deuxième cube a été utilisé, un cube avec une porte en temps beaucoup plus large, permettant de comptabiliser les transitions alimentant des états isomériques. La porte en temps qui a été utilisée dans ce cube, est une porte de 10 μs . Ce temps caractéristique a été choisi ainsi, étant donné que la plupart des noyaux que nous avons étudié ont des états isomériques de l'ordre de la μs . A l'aide de ce deuxième cube, cette transition signalée en rouge sur le schéma de niveaux présenté dans la figure 5.10, a pu être mise en évidence avec plus d'assurance grâce à la statistique de détection beaucoup plus élevée dans celui-ci.

Grâce à cette analyse, il a été possible de mettre en évidence cinq nouvelles transitions dans le noyau ^{98}Y . Afin de connaître les différents rapports d'intensités entre les transitions de type $M1$ et $E2$ présentes dans ce noyau, une étude des intensités relatives dans celui-ci a été réalisée et sera présentée dans le paragraphe 5.2.3. Les spins des nouveaux états excités, indiqués en violet et entre parenthèses sur le schéma de niveaux 5.10, ont été attribués grâce à différentes hypothèses et notions théoriques, qui seront abordées dans le paragraphe 5.3.

5.2.3 Intensités relatives

A présent nous allons nous intéresser à la détermination des intensités relatives des transitions du noyau d' ^{98}Y . Pour la détermination des intensités relatives, la référence utilisée a été fixée sur la transition à 170,8 keV alimentant l'état fondamental du noyau ^{98}Y . Le cube avec une porte en temps de 10 μs a été utilisé. Il est nécessaire de se

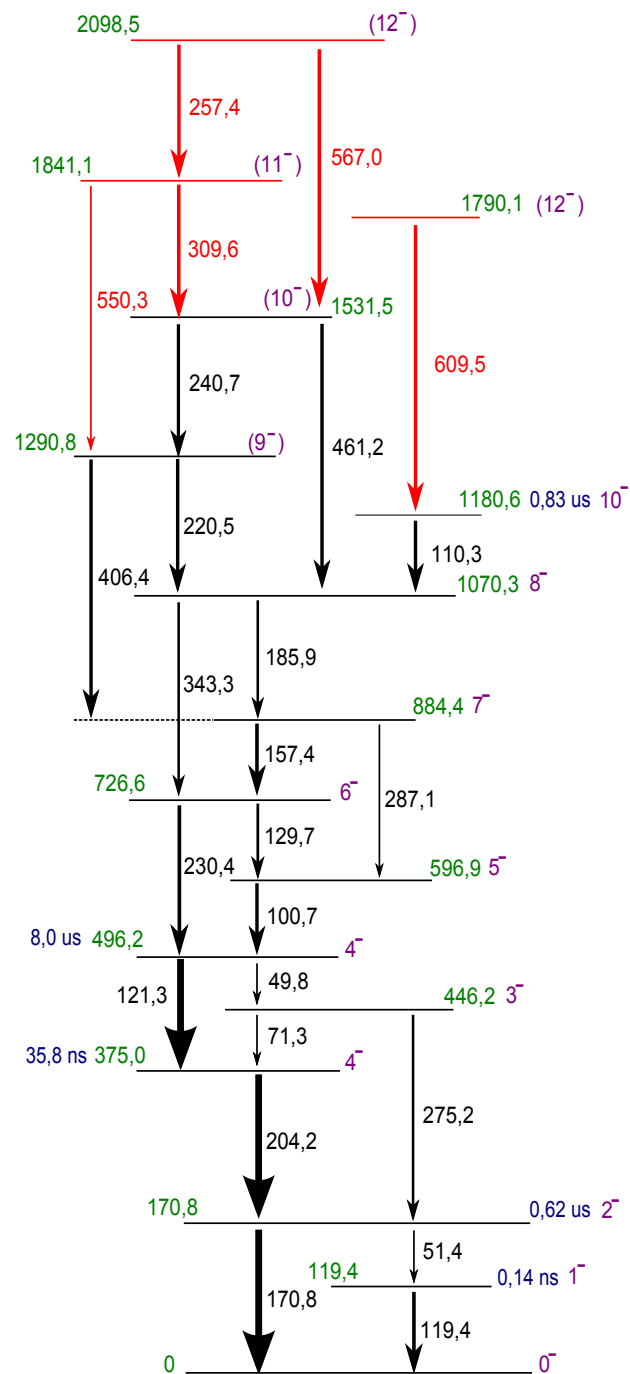


FIGURE 5.10: Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y . En noir sont représentées les énergies des transitions répertoriées par S. Brant et al. [Bra04]. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En vert les énergies des états excités, en violet les spins et les parités de ces états et en bleu la durée de vie des états isomériques. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude, leur attribution sera explicitée dans le paragraphe 5.3. Les intensités relatives des transitions sont représentées par la taille des flèches.

E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	$(I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi)$	$E_i(\text{keV})$	$E_f(\text{keV})$
100,7 (2)	64 (5)	$5^- \rightarrow 4^-$	596,9	496,2
110,3 (2)	10 (2)	$10^- \rightarrow 8^-$	1180,6	1070,3
119,4 (4)	5 (2)	$1^- \rightarrow 0^-$	119,4	0
121,3 (2)	100	$4^- \rightarrow 4^-$	496,2	375
129,7 (2)	6 (1)	$6^- \rightarrow 5^-$	726,6	596,9
157,4 (3)	63 (6)	$7^- \rightarrow 6^-$	884,4	726,6
170,8 (2)	100	$2^- \rightarrow 0^-$	170,8	0
185,9 (2)	60 (4)	$8^- \rightarrow 7^-$	1070,3	884,4
204,2 (3)	100	$4^- \rightarrow 2^-$	375	170,8
220,5 (3)	25 (3)	$9^- \rightarrow 8^-$	1290,8	1070,3
230,4 (2)	28 (3)	$6^- \rightarrow 4^-$	726,6	496,2
240,7 (4)	96 (8)	$10^- \rightarrow 9^-$	1531,5	1290,8
257,4 (3)	69 (7)	$12^- \rightarrow 11^-$	2098,5	1841,1
275,2 (3)	5 (1)	$3^- \rightarrow 2^-$	446,2	170,8
287,1 (2)	55 (4)	$7^- \rightarrow 5^-$	884,4	596,9
309,6 (3)	74 (5)	$11^- \rightarrow 10^-$	1841,1	1531,5
343,3 (2)	17 (2)	$8^- \rightarrow 6^-$	1070,3	726,6
406,4 (4)	70 (5)	$9^- \rightarrow 7^-$	1290,8	884,4
461,2 (2)	47 (3)	$10^- \rightarrow 8^-$	1531,5	1070,3
550,3 (3)	1 (1)	$11^- \rightarrow 9^-$	1841,1	1290,8
567,0 (4)	137 (12)	$12^- \rightarrow 10^-$	2098,5	1531,5
609,5 (5)	12 (2)	$(12^-) \rightarrow 10^-$	1790,1	1180,6

Tableau 5.1: Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{98}Y , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5.

servir du cube avec une porte en temps étendue pour pouvoir observer les transitions se trouvant de part et d'autres des états isomériques, qui sont relativement nombreux dans cette désexcitation. Toutefois les transitions situées au-dessus et au-dessous des états isomériques sont promptes.

Afin de déterminer le nombre de coups dans chaque pic correspondant aux transitions

alimentant le niveau à 170,8 keV, un spectre représentant les transitions en coïncidences avec les deux premières transitions du noyau ^{137}Xe a été utilisé. Ce noyau étant le complémentaire majoritaire du noyau d'yttrium étudié, la coïncidence a été effectuée avec les énergies 1220,1 keV et 400,1 keV. Il est important d'être vigilant à la référence utilisée lors des calculs d'intensités relatives. Les résultats de ces calculs sont présentés dans le tableau 5.1. Les nouvelles transitions déterminées sont présentées dans ce tableau en bleu, les nouveaux spins attribués dans cette étude sont indiqués en rouge, cette attribution sera effectuée grâce à la comparaison avec la théorie et l'étude du comportement de ce type de noyau.

L'intensité relative des transitions en dessous de 100 keV ne peut pas être déterminée avec ce type de dispositif expérimental, car les informations concernant des transitions à des énergies inférieures à 100 keV ne sont pas accessibles avec précision. Le bruit et les rayons X que nous observons dans le spectre obtenu dans cette expérience, nous empêchent de pouvoir obtenir des informations sur ces transitions de basses énergies. Toutefois, étant donné que le noyau est fragmenté, nous pouvons tout de même déterminer les intensités relatives des transitions supérieures en s'appuyant sur des transitions en parallèle de celles-ci.

Ces valeurs d'intensités relatives nous permettent d'organiser les nouvelles transitions dans le schéma de désexcitation, mais aussi de constater que la transition au-dessus de l'isomère à 0,83 μs du niveau excité à 1180,6 keV, est très faiblement visible sur les spectres issus de notre analyse. Il est impossible, avec les données de cette expérience, de repérer une transition alimentant ce nouvel état.

5.3 Discussion et interprétations

A présent que les résultats expérimentaux ont été présentés, des calculs théoriques permettant d'interpréter ces résultats ont été effectués. Dans cette partie, une description générale du Modèle de Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM) utilisé, va être tout d'abord effectuée dans le paragraphe 5.3.1. Puis, l'application de ce modèle au noyau ^{98}Y est exposée dans le paragraphe 5.3.2. Ensuite, un deuxième modèle collectif, le Modèle de couplage Quasi-Particule Rotor (QPRM) va être décrit dans le 5.3.3 et son application au noyau ^{98}Y sera présentée dans le paragraphe 5.3.4. Enfin, une discussion générale sur ce noyau sera exposée dans le paragraphe 5.3.5.

5.3.1 Modèle GICM

Le Modèle du Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM) [Ale97] est une généralisation du modèle de couplage intermédiaire aux noyaux impairs-impairs sphériques. Les

noyaux y sont assimilés à des cœurs pair-pair en vibration, couplés à deux nucléons extérieurs (le proton impair et le neutron impair). Comparé à d'autres modèles, comme le modèle en couches, le GICM produit dans quelques cas, particulièrement dans le domaine des basses énergies (mais aussi parfois dans le domaine des énergies intermédiaires, où les mélanges d'états vibrationnels peuvent devenir importants), une meilleure description des données expérimentales. Le terme de couplage intermédiaire reflète la force du couplage entre les nucléons impairs et les vibrations des cœurs pair-pair. Dans le cas d'un couplage nul entre un nucléon impair dans un état caractérisé par le moment angulaire j , et un cœur pair-pair vibrant défini par un moment angulaire λ , on observe un multiplet précisé par le moment angulaire total : $J = |j - \lambda|, \dots, j + \lambda$, où la fragmentation des différents états J est nulle (dégénérescence complète). Un couplage faible provoque une petite fragmentation qui peut être estimée par la théorie de la perturbation. Dans le cas d'un couplage intermédiaire, la matrice de l'Hamiltonien doit être diagonalisée dans l'espace du modèle formé par les états à une quasi-particule et les multiplets de vibration collective.

L'Hamiltonien du Modèle de Couplage Intermédiaire (ICM) peut être écrit comme la somme de trois termes :

$$H_{ICM} = H_{coeur} + H_N + H_{N-coeur} \quad (5.1)$$

où les termes représentent respectivement : l'Hamiltonien du noyau pair-pair, l'Hamiltonien à une particule pour la particule impaire et le couplage entre la particule impaire et le cœur pair-pair.

Dans le GICM, les noyaux impair-impair consistent en une vibration du cœur pair-pair et de deux nucléons extérieurs (proton impair et neutron impair). Le modèle Hamiltonien peut s'écrire sous la forme :

$$H_{impair-impair} = H_{coeur} + H_n + H_p + H_{n-coeur} + H_{p-coeur} + H_{np} \quad (5.2)$$

où les termes représentent respectivement : l'Hamiltonien du cœur pair-pair, l'Hamiltonien du neutron impair et du proton impair, l'Hamiltonien de l'interaction du neutron impair (proton impair) et le cœur pair-pair. Le dernier terme est l'Hamiltonien de l'interaction résiduelle entre les deux particules impaires.

Les vibrations de cœur sont décrites avec l'aide des opérateurs de création et d'annihilation $b_{\lambda\mu}^\dagger$ et $b_{\lambda\mu}$ respectivement. Dans l'approximation harmonique, l'Hamiltonien de cœur pair-pair peut s'écrire comme [Boh75] :

$$H_{coeur} = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} (b_{\lambda\mu}^{\dagger} b_{\lambda\mu} + \frac{1}{2}) \quad (5.3)$$

où $\hbar \omega_{\lambda}$ est l'énergie du phonon avec une multipolarité λ . Dans la pratique des calculs, les états vibrationnels 3^- et 2^+ du cœur sphérique d'énergies expérimentales connues, sont considérés. Par exemple, dans l'application du ^{210}Bi [Boh75], seule la vibration octupole phonon à 2615 keV (énergie expérimentale de l'état 3^- le plus bas dans le ^{208}Pb) est prise en compte.

Concernant la description des états à une particule, le modèle des quasi-particules indépendantes est utilisé [Sol76] :

$$\begin{cases} H_n = H_{av}(n) + H_{pair}(n) \\ H_p = H_{av}(p) + H_{pair}(p) \end{cases} \quad (5.4)$$

où le premier terme représente l'Hamiltonien standard à une particule du modèle en couches pour les noyaux sphériques :

$$H_{av} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 - V_{ls}(r) l.s + D(l^2 - \langle l^2 \rangle) \quad (5.5)$$

où m est la masse du nucléon, $\hbar \omega_0 = 41 A^{1/3}$ MeV est la fréquence des oscillations, $V_{ls}(r)$ est la partie radiale de l'interaction spin-orbite et le terme $D(l^2 - \langle l^2 \rangle)$ est la correction apportée pour les noyaux lourds.

L'Hamiltonien de l'interaction d'appariement peut être écrit sous la forme :

$$H_{pair} = -\frac{G}{4} \sum_{jm} \sum_{j'm'} (-1)^{j-m} (-1)^{-j'-m'} \times a_{jm}^{\dagger} a_{j-m}^{\dagger} a_{j'-m'} a_{j'm'} \quad (5.6)$$

où G est la constante d'interaction et a_{jm}^{\dagger} et a_{jm} sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation. Dans le cas où il y aurait seulement deux particules au dehors, l'interaction d'appariement peut être omise. Dans ce calcul, cependant, les énergies quasi-particules neutrons et protons et les amplitudes V BCS ont été directement prises d'après [Bra04].

L'interaction entre les particules impaires et le cœur "vibrant" peut être écrite dans la première approximation comme [Boh75] :

$$H_{n-coeur} \text{ ou } H_{p-coeur} = - \sum_{\lambda} k_{\lambda}(r) \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(r) \alpha_{\lambda\mu} \quad (5.7)$$

où $Y_{\lambda\mu}^*(r)$ sont les harmoniques sphériques et $k_{\lambda}(r)$ est dérivé d'un facteur provenant du potentiel de champ moyen [Boh75] :

$$U(r) = H_{av}(r) \rightarrow k_\lambda(r) = R_0 \frac{\partial U}{\partial r} \quad (5.8)$$

où R_0 est le rayon nucléaire. Les amplitudes $\alpha_{\lambda\mu}$ sont typiquement écrites en termes d'opérateurs de création et d'annihilation des phonons $b_{\lambda\mu}^\dagger$ et $b_{\lambda\mu}$:

$$\alpha_{\lambda\mu} = i^{-\lambda} (\hbar^2 / 4C_\lambda D_\lambda)^{\frac{1}{4}} (b_{\lambda\mu}^\dagger + \bar{b}_{\lambda\mu}) \quad (5.9)$$

où C_λ et D_λ du modèle de la goutte-liquide sont utilisés pour décrire le cœur pair-pair "vibrant" par un Hamiltonien ($H = \frac{1}{2} \sigma_{\lambda\mu} (D_\lambda \alpha_{\lambda\mu} + C_\lambda \alpha_{\lambda\mu}) \cdot C_\lambda \cdot C_\lambda$) qui peut être déterminé d'une transition E_2 entre un état à un phonon et l'état fondamental d'un noyau pair-pair ($B(E2) = (\frac{3}{4\pi} ZeR^\lambda)^2 \cdot \frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda}$) et de l'énergie connue d'un état à un phonon ($E = \hbar\omega_\lambda$).

Souvent, à la place de $k\lambda$, $\xi\lambda$ est utilisé, où $k\lambda$ est la valeur moyenne de l'intégrale sur l'ensemble des états à une particule $|nljm\rangle$. $\xi\lambda$ est un paramètre libre du cœur H_n et H_p ajusté sur les états de bas spins du noyau ^{97}Sr , à savoir $3/2^+$ à 167 keV (l'énergie d'excitation théorique est de 179 keV) et $7/2^+$ à 308 keV (énergie d'excitation théorique est de 350 keV).

L'interaction neutron-proton consiste en une partie centrale, une partie tenseur et une partie spin-orbite :

$$\begin{aligned} H_{np} = & V_c(r)(u_0 + u_1 \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n + u_2 P_M + u_3 P_M \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n) \\ & + V_t(r)(u_t + u_{tm} P_M) \left[\frac{1}{r^2} (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_n \cdot \vec{r}) - \frac{1}{3} (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n) \right] \\ & + V_{ls}(r)(u_e^s + u_o^s P_M) \vec{l} \cdot \vec{s} \end{aligned} \quad (5.10)$$

où r est la distance entre le neutron et le proton, $\vec{\sigma}_n$ et $\vec{\sigma}_p$ sont les matrices de spin de Pauli, P_M est l'opérateur de changement d'espace, \vec{l} est le moment angulaire orbital du mouvement relatif du proton et du neutron et \vec{s} est le spin des deux nucléons.

D'ou :

$$V(r) = \exp(-r^2/r_0^2) \quad (5.11)$$

où $r_0 = 1.4$ fm. Les paramètres de cette interaction sont spécifiés dans le paragraphe 5.3.2.

5.3.2 Résultats calculs de modèle GICM

A présent qu'une description générale de ce modèle a été effectuée, intéressons nous aux résultats des calculs concernant le noyau ^{98}Y . Avec le modèle GICM, ce noyau est

n	l	j	Energie (keV)	Amplitude V	Couche correspondante
2	0	1	0	0,70700	$3s_{1/2}$
0	4	7	900	0,45000	$1g_{7/2}$
1	2	3	1200	0,39000	$2d_{3/2}$
0	5	11	1900	0,22000	$1h_{11/2}$

Tableau 5.2: Etats quasi-particule neutron utilisés dans le calcul réalisé avec le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y .

n	l	j	Energie (keV)	Amplitude V	Couche correspondante
1	1	1	0	0,78500	$2p_{1/2}$
1	1	3	780	0,96100	$2p_{3/2}$
0	3	5	1150	0,97200	$1f_{5/2}$
0	4	9	1200	0,21000	$1g_{9/2}$

Tableau 5.3: Etats quasi-particule proton utilisés dans le calcul réalisé avec le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y .

modélisé comme un système de deux nucléons impairs couplés avec un cœur "vibrant" pair-pair ^{96}Sr . La configuration du neutron et du proton restant a été emprunté de l'article [Bra04]. Les états quasi-particule utilisés dans le code réalisé avec le modèle GICM, sont répertoriés dans le tableau 5.2 pour les neutrons et le tableau 5.3 pour les protons.

L'interaction entre les particules impaires et le cœur "vibrant" est décrite par deux paramètres ε_λ , qui sont identique et égaux à 4,6 pour les protons et pour les neutrons. Les paramètres (en MeV) de l'interaction $n-p$ qui ont été utilisés viennent de l'article [Ale99]. Ces paramètres correspondent à ceux utilisés pour le ^{208}Pb réduit pour le noyau ^{98}Y d'un paramètre d'échelle de $(208/98)^{1/3}$. Les variables utilisées pour l'interaction $n-p$ de l'équation 5.10 sont donc :

- $u_0 = -40,8$ MeV
- $u_1 = -2,8$ MeV
- $u_e^s = -9,5$ MeV
- $u_t = -71,2$ MeV
- $u_2 = -27,3$ MeV
- $u_3 = -2,0$ MeV
- $u_0^s = 22,2$ MeV
- $u_{tm} = -109,0$ MeV

Ces calculs ont été effectués par Petr Alexa *et al.* [Ale97]. Les résultats de ceux-ci, pour

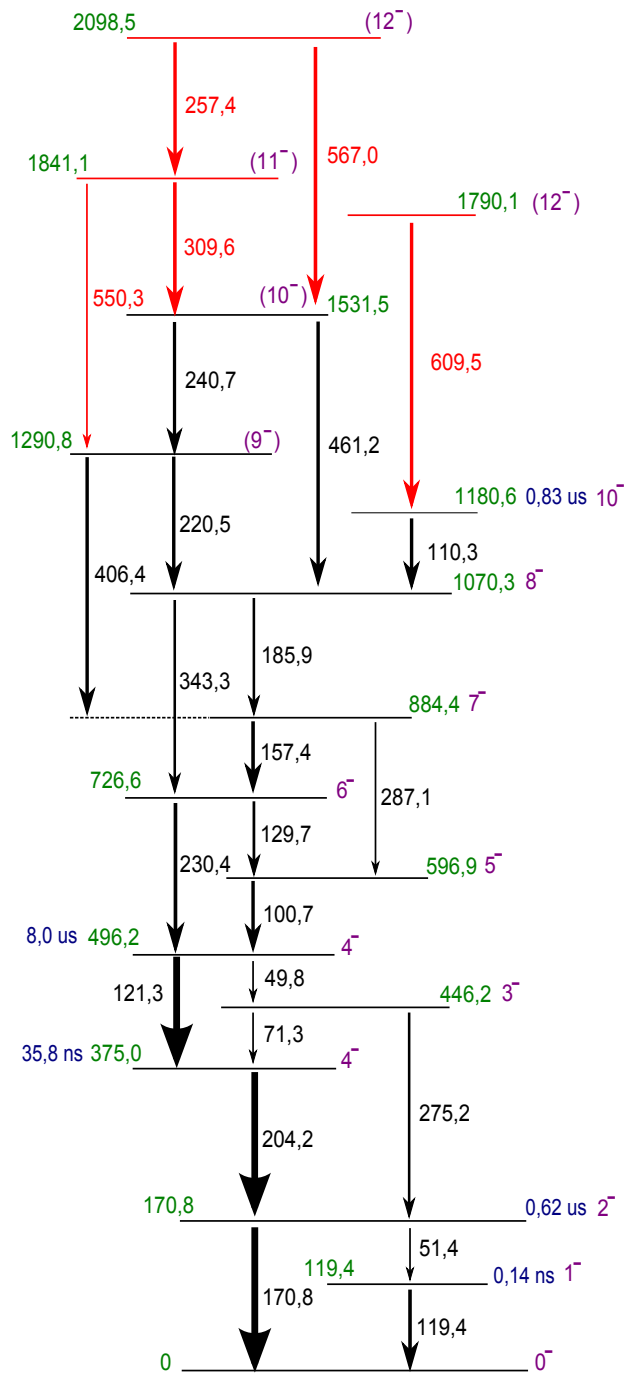
les spins présents expérimentalement dans les résultats de ce manuscrit, sont répertoriés dans les tableaux 5.4 et 5.5. Les deux premières lignes (n,p) représentent les états quasi-particules neutron et proton, la troisième (N) répertorie le nombre de phonons quadrupolaires. Dans la quatrième ligne (I_{phonon}) le spin total est donné, il est obtenu par le couplage de $I_{np} + I_{\text{phonon}}$. Finalement, l'amplitude de chaque composante et son carré, sont donnés dans les deux dernières colonnes. Les autres résultats de ces calculs sont présentés en annexe. Ils correspondent aux résultats pour tous les spins de parités négatives.

Afin de comparer plus facilement les résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe 5.2.2, les états calculés pouvant être associés aux états excités observés expérimentalement, ont été placés sur le schéma de niveaux du noyau ^{98}Y présenté dans la figure 5.11. Seuls les états de parités négatives ont été observés expérimentalement dans cette étude. Lors d'une fission, seuls les états yrast ou proches yrast, peuvent être observés. De plus, si les états de parités positives sont plus hauts en énergie que les états de parités négatives avec les mêmes spins, alors les états de parités positives seront très peu peuplés, voir invisibles. Les décroissances s'effectuent toujours vers la ligne yrast après la fission, ce qui explique que nous n'observons pas les états de parités positives dans cette expérience de fission.

A présent, comparons les résultats expérimentaux aux résultats théoriques obtenus avec des calculs utilisant le modèle GIGM pour les états de parités négatives. Pour cela, la figure 5.11 expose cette comparaison. Les états de spins 0^- , 1^- , 2^- , 4_1^- , 3^- sont en très bonne adéquation avec les résultats expérimentaux, puisqu'ils correspondent aux énergies à plus ou moins 100 keV. Toutefois, à plus haut spin et donc à plus haute énergie, les énergies des états correspondants aux résultats expérimentaux sont très au-dessus de ce que nous attendons. Nous remarquons la présence d'un deuxième état 4^- , de deux états 5^- et un état 6^- qui pourraient correspondre aux états expérimentaux observés. Concernant les autres états excités déterminés par les calculs et répertoriés dans les tableaux 5.4 et 5.5, ils sont plus hauts en énergie, et ne peuvent donc pas être associés aux énergies des états observés expérimentalement. Il serait intéressant de modifier l'interaction utilisée dans ce code de calcul afin d'affiner ces résultats.

5.3.3 Modèle QPRM

Afin de compléter les résultats obtenus avec le modèle GICM présentés précédemment, un autre modèle collectif a été utilisé : le QPRM (Quasi-Particule Rotor Modèle). Ce modèle décrit la structure des noyaux à basses énergies d'excitation en utilisant une approche théorique basée sur le couplage Quasi-Particule Rotor [Bou00]. Dans cette méthode de calculs, les états intrinsèques résultent de la prise en compte de quatre types d'interactions simultanément : le champ moyen de Nilsson, la force d'appariement, la force



Résultats expérimentaux

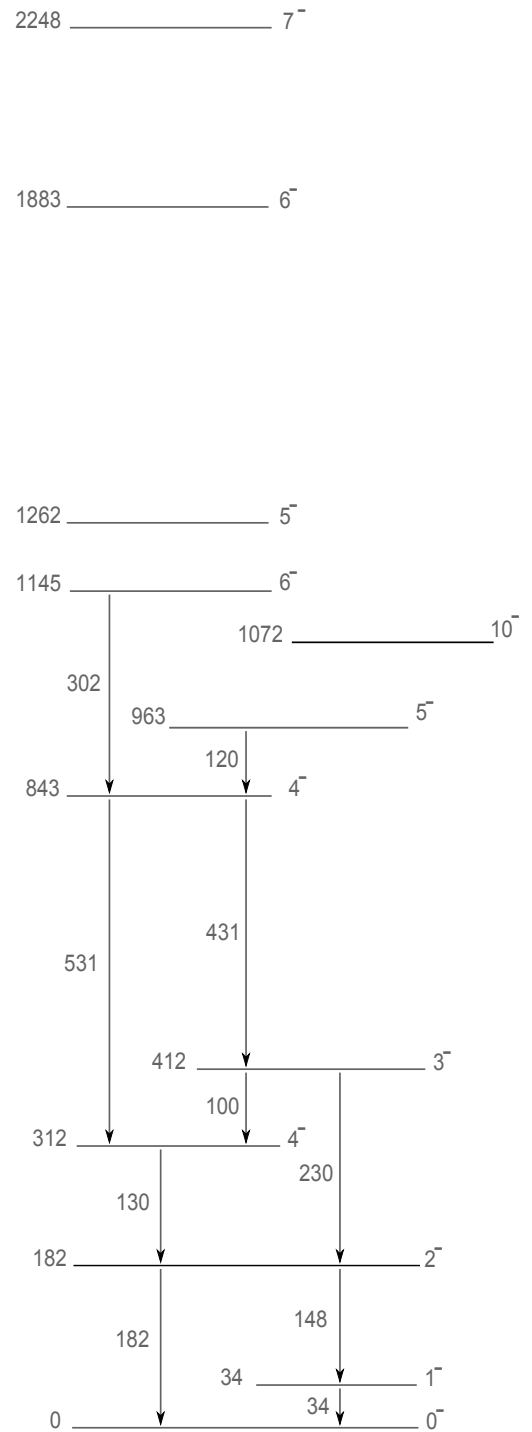
Résultats calculs théoriques
Modèle GICM

FIGURE 5.11: Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{98}Y avec le résultat du calcul utilisant le modèle GICM. La taille des flèches dans le schéma de niveaux des résultats expérimentaux représente l'intensité relative des transitions.

quadrupolaire-quadrupolaire et le terme de recul. La force de Coriolis doit être ajoutée afin de reproduire le spectre des états excités. L'Hamiltonien total est défini par :

$$H \approx H_{int} + H_I + H_C \quad (5.12)$$

où H_{int} est l'Hamiltonien intrinsèque, H_I l'Hamiltonien rotationnel et H_C celui qui couple les mouvements rotationnel et intrinsèque. avec :

$$\begin{aligned} H_{int} &= H_{sp} + H_P + H_Q + H_j \\ H_I &= A_R(I^2 - I_3^2) \\ H_C &= -A_R(I_+ j_- + I_- j_+) \\ H_j &= A_R(j^2 - j_3^2) \end{aligned} \quad (5.13)$$

L'Hamiltonien intrinsèque contient quatre parties : H_{sp} correspondant au champ moyen déformé de Nilsson, le terme H_P décrivant l'interaction d'appariement monopolaire dans l'approximation BCS qui décrit la superfluidité de la matière nucléaire. La force quadrupolaire-quadrupolaire H_Q rend compte de la vibration du noyau et H_j représente le terme de recul résultant de l'hypothèse d'un mouvement de rotation à symétrie axiale. où :

$$\begin{aligned} I_{\pm} &= I_1 \pm iI_2 \\ j_{\pm} &= j_1 \pm ij_2 \\ A_R &= \frac{h^2}{2\mathfrak{I}} \end{aligned} \quad (5.14)$$

où A_R correspond au paramètre rotationnel avec le paramètre du moment d'inertie \mathfrak{I} .

5.3.4 Résultats calculs théoriques QPRM

Pour examiner les états excités du noyau ^{98}Y , les rapports de transitions des raies γ , et aussi les fonctions d'ondes des états déformés de ce noyau, des calculs QPRM ("Quasi-Particle Rotor Model") ont été effectués en utilisant les codes GAMPN, ASYRMO et PROBAMO [Sem]. Ce modèle de champ moyen, avec les paramètres dérivés empiriquement, a été utilisé pour interpréter la structure des quelques autres états déformés dans cette région, comme par exemple dans [Sim07] [Pin06] [Urb09] [Orl06] [Rud13]. Un potentiel oscillateur modifié et l'Hamiltonien diagonalisé rotor particule dans la base fortement couplée, avec les éléments de matrices à une particule exprimés dans le schéma déformé, ont été utilisés, comme décrit dans [Lar78]. Les valeurs empiriques standards pour le κ et le μ , paramètres de forces dans les termes ls et l^2 utilisés dans l'équation 1.25, ont été utilisées [Ben85]. Les paramètres d'entrées de ce modèle sont A , Z et les déformations

ε_2 , ε_4 , ε_6 et γ . Les corrélations d'appariements ont été incluses, via une approximation standard BCS, en utilisant les valeurs de $G_0 = 22,0$ MeV et $G_1 = 8,0$ MeV, G_0 et G_1 correspondants aux facteurs permettant d'estimer l'appariement. Afin de calculer la force des transitions $M1$ et les moments magnétiques, une valeur du facteur g collectif pour le cœur de : $g_R = 0,75Z/A$ et une valeur effective pour le facteur g de neutron libre : $g_s^{eff} = 0,5g_s^{libre}$, ont été utilisées. Bien qu'un large éventail de valeurs est été trouvé dans les noyaux à proximité [Orl06], nous avons opté pour la valeur de g_R du noyau impair-impair voisin ^{100}Y [Mac90]. Le moment d'inertie a quant à lui été dérivé de l'énergie de l'état 2_1^+ du noyau pair-pair déformé voisin, ^{98}Sr .

Les niveaux d'énergies de la bande rotationnelle, et leur échelonnement, présentés dans la figure 5.12, sont assez bien reproduits avec une déformation quadrupolaire $\varepsilon_2 = 0,32$ et un facteur d'atténuation de Coriolis de $\chi = 0,55$. L'utilisation d'un tel paramètre d'atténuation est commun pour un haut j , un bas Ω , et des états de parités uniques. Ces paramètres reproduisent raisonnablement bien les rapports d'embranchements observés : $\Delta I = 1(M1, E2)$, $\Delta I = 2(E2)$, bien que les $\Delta I = 2(E2)$ soient plus faibles que ceux observés à bas spins. Si la déformation quadrupolaire de cette bande est augmentée, les rapports d'embranchements sont en accord, bien que l'échelonnement des bandes est loin de celui observé. Comme mentionné ci-dessus, il y a quelques variations dans les valeurs reportées des facteurs g dans cette région [Orl06], qui peuvent clairement influencer les rapports des transitions $M1$.

Les membres de la bande de spins 4^- à 10^- sont prédits pour avoir une forte composante $\pi(5/2^+)[422] \otimes \nu(3/2^-)[541]$, en accord avec les prédictions du calcul IBFFM de S. Brant *et al.* [Bra04] et les positions de ces orbites dans les noyaux de masses atomiques impaires voisins. Ces états de Nilsson qui créent ce groupe, sont les orbitales de parités uniques et sont donc particulièrement purs, avec une amplitude de 96,7 % $\pi(5/2^+)[422]$ et 89,4 % $\nu(3/2^-)[541]$.

Au dessus du spin 10^- , la configuration de la bande est différente avec une composition prédite $\pi(5/2^+)[422] \otimes \nu(1/2^-)[550]$. Un tel passage de bande est observé dans les données expérimentales comme une discontinuité dans les courbes de I_x et du moment d'inertie, qui sont observés autour de la valeur de spin. Ces courbes sont représentées dans le graphe de la figure 5.13 pour le noyau ^{98}Y et ces voisins. Les points entourés en rouge correspondent aux deux états ajoutés dans la bande 4^- de ce noyau qui ont été déterminés dans l'étude présentée dans ce manuscrit.

Nous pouvons aussi remarquer la proximité de l'état isomérique 10^- avec l'état excité 10^- de la bande rotationnelle, qui peut causer une irrégularité dans la bande. Nous avons calculé le mélange entre ces états et déterminé une valeur de mélange relativement faible (≈ 5 %). Si les états protons de parités négatives et les orbitales neutrons de parités

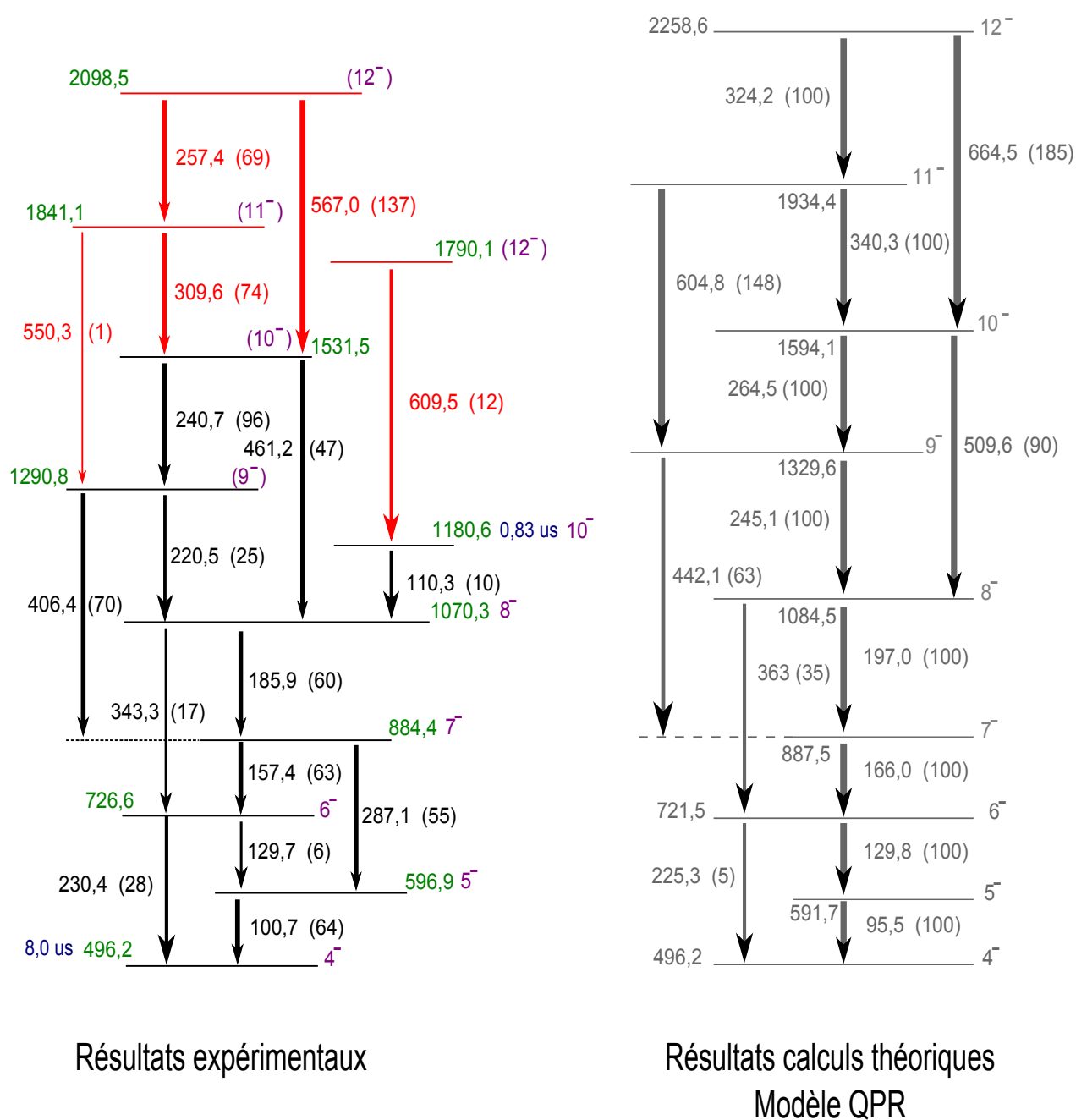


FIGURE 5.12: Comparaison du schéma de niveaux expérimental avec les calculs théoriques réalisés avec le modèle QPRM. La taille des flèches des transitions représente l'intensité relative de celles-ci. Celles-ci sont spécifiées entre parenthèses à côté des énergies des transitions.

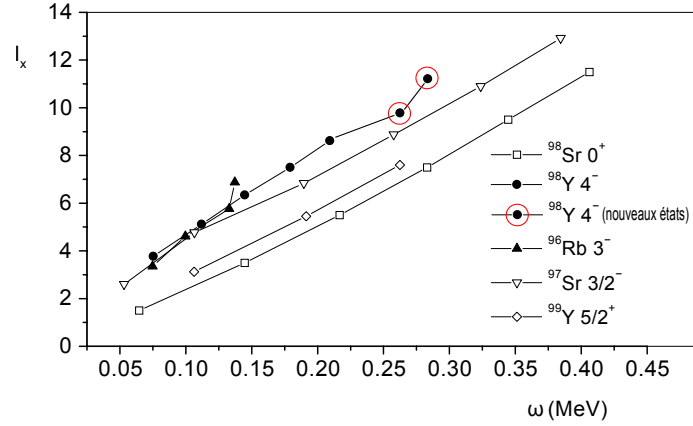


FIGURE 5.13: Alignements expérimentaux pour les orbitales $\pi(g_{9/2})$, $\nu(h_{11/2})$ et configurations $\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})$ dans les noyaux impairs en neutrons, impairs en protons et impairs-impairs proches du noyau ^{96}Rb . Le noyau ^{98}Sr a été utilisé comme configuration de référence. Figure d'après [Pin05], les points entourés par un cercle rouge correspondent aux deux états excités ajoutés dans la bande 4^- du noyau ^{98}Y dans ce manuscrit.

positives sont utilisés dans les calculs QPRM, alors aucun état n'est prédit pour produire un croisement de bande avec l'état 10^- . Cet état est prédit à quelques centaines de keV au-dessus de celui de la bande 4^- . Le couplage $\pi(5/2^+)[422] \otimes \nu(1/2^-)[550]$ semble donc être le meilleur candidat pour tenir en compte des discontinuités observées dans la structure de la bande 4^- autour du spin 10^- .

5.3.5 Etats oblates et l'isomère 10^-

Une prédiction intéressante de plusieurs calculs de champ moyen de la région $A \approx 100$ correspond à la présence d'un minimum stable oblate déformé [Ska97] [RG10a]. Ce minimum deviendrait particulièrement prononcé, et bien séparé pour les noyaux prolates déformés à $N = 60$ et au delà. A ce jour, aucune preuve sans équivoque des états oblates déformés situés ici, ou au-delà de $N = 59$ n'a été présentée. De bons candidats pour ceux-ci sont les membres de la bande 0_2^+ du noyau ^{98}Sr . Cette bande collective a certaines propriétés remarquables. Tandis que la bande de l'état fondamental de ce noyau est fortement déformée, avec un facteur de déformation $\beta_2 \approx 0,4$, la seconde bande 0^+ a une déformation beaucoup plus faible de $\beta_2 \approx 0,2$. Il est difficile de savoir si cette bande est mieux décrite comme un rotor oblate déformé, ou une bande vibrationnelle- β . La différence d'énergie entre les états $0_2^+ - 2_2^+$ est d'environ 656 keV, correspond à l'énergie typique des états vibrationnels dans cette région [Bus90]. Toutefois, si ces deux états appartenaient à une bande de rotation oblate faiblement déformée, ils auraient un espacement d'énergie similaire. Ainsi, jusqu'à ce que des données expérimentales deviennent

disponibles, aucune réponse définitive n'est possible.

Si on considère le minimum oblate déformé de cette région, prédit par les calculs HFB avec $\beta_2 \approx -0,2$ [Ska97] [RG10a], alors les orbitales les plus basses de Nilsson (avec $Z = 39, N = 59$) sont attendues pour être : $\pi(9/2)[404]$ et $\nu(11/2)[505]$. Les calculs HFB des noyaux de masses atomiques impaires réalisés par R. Rodriguez-Guzman [RG11] [RG10b], prédisent que l'état $\pi(9/2)[404]$ est l'état fondamental du noyau ^{99}Y , et l'état $\nu(11/2)[505]$ est à environ 550 keV dans le noyau ^{97}Sr . Toutefois, aucune preuve de l'un de ces états n'a été observée dans les noyaux déformés : Rb, Sr, Y ou Zr à $N = 59$, ou de nombre de neutrons supérieur.

La nature de l'isomère 10^- à 1181 keV dans le noyau ^{98}Y est intéressante à étudier. Il est difficile de savoir si cet état peut être faiblement oblate déformé ou sphérique. La valeur du $B(E2)$, pour la décroissance de l'état isomérique 10^- vers le membre de la bande rotationnelle 8^- , est 0,88(10) W.u. (unités de Weisskopf). Cette valeur est typique entre deux états à une particule, ce qui indique que l'isomère 10^- a une structure sphérique. Une telle affectation avait été décrite dans les articles [Bra04] et [Pin05]. Toutefois, cette transition alimente un membre de la bande rotationnelle fortement déformée. Seules des comparaisons avec des calculs microscopiques peuvent permettre de distinguer les $B(E2)$ extraits expérimentalement, de ceux prédits théoriquement.

Actuellement, les calculs HFB ne peuvent pas prédire les propriétés des positions des états $\pi(9/2)[404]$ et $\nu(11/2)[505]$ dans le noyau ^{99}Y , et ^{99}Sr d'autre part. Nous pouvons espérer un état de tête de bande oblate déformé 10^- dans le noyau ^{98}Y . La forte interaction attractive neutron-proton prévue entre ces deux états de haut j , favoriserait un abaissement de l'énergie d'un tel couplage par rapport à des énergies des états purs à une particule.

Une transition d'énergie 609,5 keV a été observée, alimentant l'état isomérique 10^- dans ce manuscrit. Les prédictions QPRM, en utilisant la déformation quadrupolaire $\epsilon_2 = -0,2$, prédisent que le prochain membre de la bande rotationnelle, un état 12^- , construit au-dessus de l'isomère 10^- , pourrait être approximativement à 1 MeV au-dessus de celui-ci. L'état à 1790,1 keV est susceptible d'être de nature vibrationnelle. Cela implique que, l'isomère à 1180,6 keV est de nature sphérique. L'existence des états prédits oblates avec le champ moyen dans la région $A \approx 100$ reste toujours une question ouverte.

En conclusion, à basses énergies les niveaux du noyau ^{98}Y sont plutôt sphériques alors que, des états déformés apparaissent autour de 500 keV. Les différences observées entre les configurations des états de basses énergies et celles de la tête de bande déformée, sont dues à l'occupation différente des orbites protons dans ce noyau.

L'énergie des états excités en keV est tracée en fonction du moment d'inertie $J(J+1)$ dans la figure 5.14. Les spins des états du noyau ^{98}Y sont signalés au-dessus des points

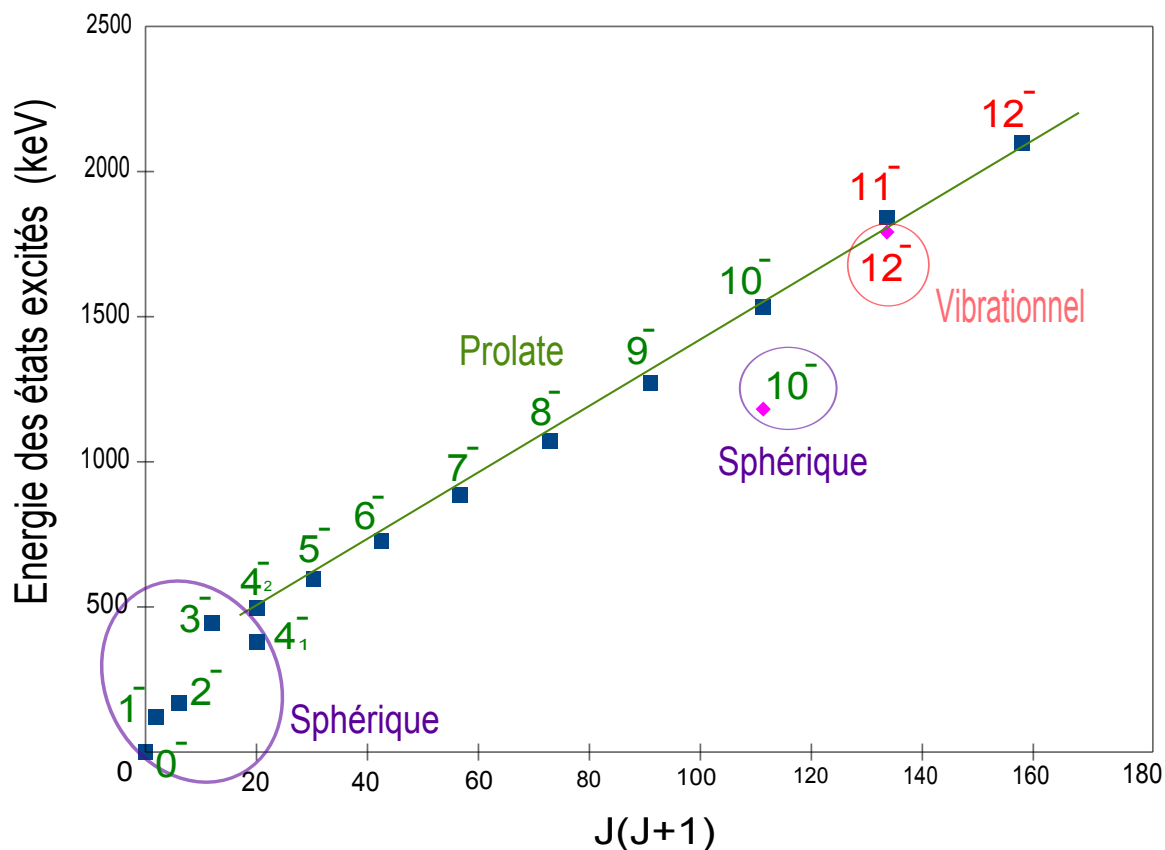


FIGURE 5.14: Energie des états excités du noyau ^{98}Y en fonction du moment d'inertie $J(J+1)$. Les spins de ces états sont signalés au-dessus des points sur ce graphe en vert pour les états précédemment identifiés et en rouge pour les nouveaux états excités déterminés dans l'étude de ce manuscrit. Les différentes formes de ce noyau sont entourées et indexées : sphérique, prolata et vibrationnel.

sur ce graphique en vert, et les différentes formes du noyau sont entourées et indexées. Ce noyau est donc sphérique pour les états de spins : 0^- , 1^- , 2^- , 3^- , 4^-_1 , déformés pour les autres et de forme prolata pour la bande rotationnelle des états de spins 4^-_2 à 12^- . La nature de l'isomère 10^- serait donc sphérique et l'état de spin 12^- l'alimentant serait susceptible d'être vibrationnel.

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté l'analyse du noyau ^{98}Y issue des données de l'expérience réalisée au JYFL de Jyväskylä en Finlande.

Une première partie a présenté un bref rappel sur le phénomène de coexistence de formes dans ce noyau. Celui-ci a différents comportements selon les états excités considérés. Il est sphérique à basses énergies, puis au-dessus de 500 keV devient déformé. L'analyse de ce noyau est donc un véritable défi pour les différents modèles théoriques existants. Afin de comprendre ce phénomène appliqué au noyau ^{98}Y , un état de l'art des connaissances théoriques et expérimentales concernant ce noyau est exposé. Nous avons ainsi, dans un premier temps expliqué le phénomène d'états isomériques qui jouent un rôle important dans le comportement nucléaire, et surtout qui complique l'identification de ces états excités expérimentalement. Puis, les schémas de niveaux existants ainsi que les différentes notions connues sur ce noyau ont été présentés. Enfin, une explication des états excités de ce noyau a été exposée.

Une seconde partie a décrit l'analyse de ce noyau. La procédure suivie lors de cette analyse a été similaire à celle présentée dans le chapitre 3 de ce manuscrit, à la nuance près, que l'état isomérique présent dans ce noyau a dû être étudié avec un autre cube d'analyse basé sur une fenêtre de coïncidences large. Cinq nouvelles transitions ainsi que trois nouveaux états excités ont été déterminés grâce à cette analyse. Les intensités relatives de ces transitions ont été calculées et ont mis en avant la difficulté d'observer, avec ces données, des états excités à des énergies supérieures.

Une troisième partie a mis en exergue ces résultats expérimentaux avec les résultats théoriques obtenus avec deux types de modèle collectifs. Les états excités inférieurs à une énergie de 500 keV ont bien été reproduits par le Modèle de Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM). Puis, les états excités d'énergies supérieures à 500 keV ont été prédits par les calculs utilisant le Modèle Quasi-Particule Rotor (QPRM) expliqué dans ce chapitre. Ces calculs reproduisent bien les résultats expérimentaux, et ont permis l'assignation de spins aux nouveaux états excités. L'identification de la nature de l'état isomérique 10^- à une nature sphérique, et l'identification de l'état 12^- l'alimentant, a été déterminé comme étant vibrationnel. Cependant, des états prédits oblates avec les calculs de champ moyen dans la région $A \approx 100$ n'ont toujours pas été identifiés, leurs existences restent donc encore aujourd'hui une question ouverte.

Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 0^-$ $E=0$	$J^\pi = 0^-$ $E=1217$	$J^\pi = 0^+$ $E=2174$	$J^\pi = 0^+$ $E=3684$	$J^\pi = 1^-$ $E=34$	$J^\pi = 1^-$ $E=311$	$J^\pi = 1^+$ $E=1011$	$J^\pi = 1^+$ $E=2168$	$J^\pi = 2^-$ $E=182$
n	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$
N	0	1	2	2	0	0	1	1	0
I_{ph}	0	2	2	4	0	0	2	2	0
A	0.77	0.65	0.83	0.95	0.80	0.51	0.55	-0.57	-0.56
A ²	60%	42%	69%	91%	64%	26%	31%	33%	31%
Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 2^-$ $E=402$	$J^\pi = 2^+$ $E=896$	$J^\pi = 2^+$ $E=1941$	$J^\pi = 3^-$ $E=412$	$J^\pi = 3^-$ $E=599$	$J^\pi = 3^+$ $E=809$	$J^\pi = 3^+$ $E=1360$	$J^\pi = 4^-$ $E=312$	$J^\pi = 4^-$ $E=843$
n	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$
p	$p_{3/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$
N	0	0	1	0	1	0	0	0	0
I_{ph}	0	0	2	0	2	0	0	0	0
A	0.59	0.68	-0.58	0.58	0.69	0.55	0.56	0.62	0.43
A ²	35%	46%	34%	34%	47%	30%	31%	38%	18%
Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 4^+$ $E=773$	$J^\pi = 4^+$ $E=1324$	$J^\pi = 5^-$ $E=963$	$J^\pi = 5^-$ $E=1262$	$J^\pi = 5^+$ $E=890$	$J^\pi = 5^+$ $E=1175$	$J^\pi = 6^-$ $E=1145$	$J^\pi = 6^-$ $E=1883$	$J^\pi = 6^+$ $E=747$
n	$d_{3/2}$	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$s_{1/2}$	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$g_{9/2}$
N	0	0	1	1	0	0	1	1	0
I_{ph}	0	0	2	2	0	0	2	2	0
A	-0.39	0.51	0.52	0.65	0.53	0.48	0.69	0.44	0.48
A ²	15%	26%	27%	42%	28%	23%	48%	20%	23%

Tableau 5.4: Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y - Première partie. Seules les configurations majoritaires sont représentées. Ce tableau répertorie pour chaque état excité calculé son spin J^π , son énergie E en keV, l'état quasi-particule neutron et proton (n, p), le nombre N de phonons quadrupolaires, le spin de ces phonons I_{ph} , l'amplitude de chaque composante A et son carré A^2 en pourcentage.

Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 6^+$ $E=1175$	$J^\pi = 7^-$ $E=2248$	$J^\pi = 7^-$ $E=2564$	$J^\pi = 7^+$ $E=1622$	$J^\pi = 7^+$ $E=1875$	$J^\pi = 8^-$ $E=2327$	$J^\pi = 8^-$ $E=2452$	$J^\pi = 8^+$ $E=695$	$J^\pi = 8^+$ $E=2074$
n	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$
P	$p_{1/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$g_{9/2}$	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	0	1	1	1	0	1	1	0	1
I_{ph}	0	2	2	2	2	2	2	0	2
A	0.52	-0.56	0.57	-0.36	0.54	0.72	-0.70	0.62	0.49
A ²	27%	31%	32%	13%	29%	52%	50%	39%	24%
Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 9^-$ $E=2648$	$J^\pi = 9^-$ $E=2778$	$J^\pi = 9^+$ $E=1859$	$J^\pi = 9^+$ $E=2803$	$J^\pi = 10^-$ $E=1072$	$J^\pi = 10^-$ $E=3312$	$J^\pi = 10^+$ $E=1861$	$J^\pi = 10^+$ $E=3783$	$J^\pi = 11^-$ $E=2297$
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$
P	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	0	1	1	1	0	1	2	1
I_{ph}	2	0	2	2	2	0	2	2	2
A	0.66	0.54	0.80	0.80	0.68	-0.69	0.81	-0.78	0.79
A ²	44%	29%	64%	63%	47%	48%	65%	61%	62%
Spin de l'état Energie (keV)	$J^\pi = 11^-$ $E=3794$	$J^\pi = 11^+$ $E=3783$	$J^\pi = 11^+$ $E=4525$	$J^\pi = 12^-$ $E=2441$	$J^\pi = 12^-$ $E=4418$	$J^\pi = 12^+$ $E=3783$	$J^\pi = 12^+$ $E=6324$	$J^\pi = 13^-$ $E=5469$	$J^\pi = 13^-$ $E=4418$
n	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
P	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$f_{5/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	2	2	1	2	2	2	2	2
I_{ph}	2	4	4	2	2	4	4	4	4
A	0.81	1.00	1.00	0.80	-0.76	1.00	1.00	1.00	1.00
A ²	66%	100%	99%	63%	58%	100%	100%	100%	100%

Tableau 5.5: Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y - Seconde partie. Seules les configurations majoritaires sont représentées. Ce tableau répertorie pour chaque état excité calculé son spin J^π , son énergie E en keV, l'état quasi-particule neutron et proton (n,p), le nombre N de phonons quadrupolaires, le spin de ces phonons I_{ph} , l'amplitude de chaque composante A et son carré A^2 en pourcentage.

Conclusion et perspectives

La structure des noyaux $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As d'une part, et du noyau ^{98}Y d'autre part, a été étudiée à l'aide des données issues d'une expérience de fission induite par protons sur une cible ^{238}U , au laboratoire finlandais JYFL. Les résultats expérimentaux obtenus apportent de nouvelles informations importantes sur l'évolution du gap de la couche magique en neutrons $N = 50$, et sur le phénomène de coexistence de formes dans la région de masse $A \approx 100$ pour le noyau ^{98}Y .

Au cours de cette expérience de fission induite réalisée juste avant le début de cette thèse, un faisceau de proton de 25 MeV a été envoyé sur une cible ^{238}U de 74 mg/cm². Les rayonnements γ émis par cette réaction ont été détectés par le multi-détecteur JURO-GAM II. Un grand nombre d'états excités ont été peuplés par cette réaction appartenant principalement aux états yrast. Le système d'acquisition de cette expérience a fonctionné dans un mode d'enregistrement total de toutes les données générées par les détecteurs. Les données brutes ont été traitées par le logiciel GRAIN qui a permis de rendre celles-ci exploitables et analysables. Différentes conditions ont ainsi pu être posées afin d'analyser les données issues de cette expérience. A partir des fichiers de sorties générés par GRAIN, plusieurs cubes ont pu être construits et l'analyse a été effectuée avec la suite de logiciels Radware.

Dans cette analyse, huit nouvelles transitions ont pu être assignées aux noyaux $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As . Les noyaux ^{84}Se et ^{83}As sont situés dans la couche magique en neutrons $N = 50$, et le noyau ^{86}Se en est très proche. Leurs études peuvent permettre une meilleure compréhension des phénomènes de physique nucléaire concernant les noyaux proches des couches magiques. Ces résultats expérimentaux sont relativement bien en accord avec les calculs de modèle en couches effectués dans ce manuscrit. Une proposition d'assignation de spins a ainsi été réalisée, mettant en exergue les résultats de ces calculs avec les études systématiques que nous avons réalisées, avec les noyaux voisins ayant des comportements similaires. Les configurations majoritaires de ces états sphériques ont aussi été indiquées. Les études par corrélations angulaires pourraient apporter des informations permettant l'assignation de spins avec certitude, puisqu'elles nous permettraient de déterminer la multipolarité de ces nouvelles transitions, et ainsi de déterminer le spin de ces états excités. Une statistique de détection plus importante, correspondant à un temps d'acquisition plus grand, ou plus de fission par seconde, pourraient permettre d'effectuer des études par corrélations angulaires plus probantes. Pour cela une campagne de mesure à grande échelle a été réalisée à l'ILL (Institut Laue Langevin à Grenoble), la campagne EXILL

(EXOGENAM à l'ILL) durant la fin de l'année 2012-début de l'année 2013. Cette campagne de fission induite par neutrons sur des cibles d'uranium 235 ou de plutonium 241, a permis d'accumuler près de 60 TB de données, et pourra peut être, permettre une étude des noyaux de la chaîne isotopique du selenium avec précision.

Les calculs de modèle en couches avec un cœur ^{78}Ni réalisés dans ce manuscrit, reproduisent donc assez bien les données expérimentales. Cela est vrai même pour l'interaction *jj44b* dont l'espace de valence est $28 - 50$ pour les neutrons et les protons, donc même si nous avons utilisé un cœur de ^{56}Ni , nous avons pu tester l'espace de valence jusqu'à $N = 50$, donc jusqu'au noyau ^{78}Ni . Pour les noyaux étudiés dans cette analyse et à basses énergies, les états sont bien reproduits par cette interaction, donc le noyau ^{78}Ni peut être, à priori, considéré comme un cœur doublement magique. Cependant, ce n'est peut être pas le cas pour des noyaux plus proches du ^{78}Ni . Afin de savoir si ce noyau peut vraiment être assimilé à un cœur doublement magique comme le noyau ^{132}Sn , il serait nécessaire de mesurer par exemple sa masse et les masses des noyaux se situant dans son voisinage, rendant possible la détermination des énergies de séparation de deux neutrons. Ainsi, cela permettrait de sonder et tester le noyau ^{78}Ni et de savoir s'il peut être considéré comme un bon cœur doublement magique. Il est aussi possible de réaliser une réaction de transfert afin de tester la qualité de ce cœur en observant les contributions dans les fonctions d'ondes de celui-ci, comme dans le noyau ^{133}Sn . En effet, si ce cœur est vraiment inerte les amplitudes des orbites $Z = 28 - 50$ et $N = 50 - 82$ devraient être très petites [Jon10]. Cela serait aussi bénéfique de pouvoir mesurer l'énergie de l'état 2^+ du noyau ^{78}Ni pour avoir un indice sur le caractère doublement magique de ce noyau.

L'analyse du noyau ^{98}Y est un véritable défi pour la plupart des modèles théoriques. Ce noyau impair-impair, riche en neutrons, est localisé dans une région de masse où une coexistence de différentes formes nucléaires est observée. Dans ce manuscrit, son analyse a permis d'obtenir des informations supplémentaires le concernant. D'une part, cinq nouvelles transitions ont été déterminées et ajoutées aux schémas de niveaux existants, et d'autre part différents calculs théoriques utilisant deux types de modèles collectifs, le Modèle de Couplage Intermédiaire Généralisé (GICM) et le Modèle Quasi-Particule Rotor(QPRM), ont été réalisés afin d'interpréter le comportement de ce noyau. Ainsi, la structure des états 0^- , 1^- , 2^- et 3^- a été confirmée comme étant sphérique par les calculs de GICM, et la structure des états de la bande 4^- a été expliquée par les calculs de QPRM. Les membres de la bande de spin 4^- à 10^- sont prédits pour avoir une forte composante $\pi(5/2^+)[422] \otimes \nu(3/2^-)[541]$ avec le calcul de QPRM, en accord avec celui IBFFM réalisé par S. Brant *et al.* en 2004.

Afin de compléter ce travail, des propositions d'expériences au RIKEN au Japon ont été réalisées et acceptées, afin de mesurer le moment magnétique des états isomériques des noyaux de la région proche de $A = 100$. Ces propositions de G. Simpson *et al.* [Sim13] et de J.-M. Daugas *et al.* [Dau13] ont été effectuées pour étudier les états isomériques des noyaux : $^{96,97}\text{Rb}$, ^{97}Sr et ^{99}Zr . Aucune preuve sans équivoque de la coexistence des états déformés prolates et oblates n'a été encore obtenue pour les noyaux riches en neutrons ayant $N = 60$, et au-delà. Cependant plusieurs calculs de champ moyen ont prédit cette coexistence de forme dans cette région [Ska97] [RG10a]. Ce type de mesure de moment magnétique pourra permettre de déterminer si les états isomériques sont sphériques ou déformés, et ainsi probablement améliorer les connaissances concernant ce phénomène de coexistence de formes nucléaires.

Ce travail de thèse a permis d'effectuer un pas supplémentaire vers la compréhension de différents phénomènes de structure nucléaire, concernant les noyaux au voisinage d'une couche magique en neutrons et la coexistence de formes nucléaires. Cependant, de nombreuses expériences prometteuses ont ou vont se réaliser et pourront ainsi améliorer ces connaissances. Ce domaine de recherche a encore un bel avenir devant lui.

Annexes

Tableaux répertoriant les résultats des calculs effectués en utilisant le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y - Première partie. Seules les configurations majoritaires sont représentées. Ce tableau répertorie pour chaque état excité calculé son spin J^π , son énergie E en keV, l'état quasi-particule neutron et proton (n,p), le nombre N de phonons quadrupolaires, le spin de ces phonons I_{ph} , l'amplitude de chaque composante A et son carré A^2 en pourcentage.

Spin de l'état $J^\pi = 0^-$ Energie $E=0$ keV							
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$
N	0	2	1	2	1	2	1
I_{ph}	0	0	2	2	2	2	2
A	0.77	0.17	0.36	-0.13	-0.37	0.14	-0.23
A ²	60%	3%	13%	2%	14%	2%	5%

Spin de l'état $J^\pi = 0^-$ Energie $E=1217$ keV									
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	0	1	2	1	1	2	0	2	2
I_{ph}	0	2	4	2	2	2	0	2	4
A	0.26	-0.14	0.45	-0.29	0.65	0.18	-0.30	-0.14	-0.14
A ²	7%	2%	21%	9%	42%	3%	9%	2%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 1^-$ Energie $E=34$ keV									
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$
N	0	2	1	1	1	1	2	1	1
I_{ph}	0	0	2	2	2	2	2	2	2
A	0.80	0.16	-0.19	0.26	0.18	-0.30	0.11	0.13	0.15
A ²	64%	3%	4%	7%	3%	9%	1%	2%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 1^-$ Energie $E=311$ keV													
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	1	0	2	1	2	0	0	1	2	1	0	1	1
I_{ph}	2	0	4	2	4	0	0	2	0	2	0	2	2
A	0.39	-0.18	-0.15	0.39	0.11	-0.12	0.10	-0.12	0.51	0.18	0.13	-0.12	0.15
A ²	15%	3%	2%	16%	1%	1%	1%	1%	26%	3%	2%	1%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 2^-$
Energie $E=182$ keV

n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	1	1	2	0	0	1	1	2	0	2
I_{ph}	2	2	4	0	0	2	2	2	0	4
A	0.24	0.20	0.11	-0.12	-0.12	-0.12	-0.41	-0.11	0.11	0.12
A ²	6%	4%	1%	1%	1%	1%	16%	1%	1%	1%

Spin de l'état $J^\pi = 2^-$
Energie $E=182$ keV (suite)

n	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$
N	1	0	1	2	0	1	1	0	1	1
I_{ph}	2	0	2	0	2	2	2	0	2	2
A	-0.15	-0.56	-0.26	-0.18	0.15	-0.11	0.10	-0.15	0.19	0.19
A ²	2%	31%	7%	3%	2%	1%	1%	2%	3%	3%

Spin de l'état $J^\pi = 2^-$ Energie $E=402$ keV															
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$
N	1	2	1	1	0	1	2	0	0	1	2	1	2	2	1
I_{ph}	2	2	2	2	0	2	0	0	2	4	2	2	4	2	2
A	0.24	0.20	0.11	-0.12	-0.12	-0.41	-0.11	0.11	0.12	-0.15	-0.56	-0.26	-0.18		
A ²	14%	1%	15%	2%	35%	11%	2%	1%	2%	4%	2%	2%	1%		

Spin de l'état $J^\pi = 3^-$ Energie $E=412$ keV															
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$
N	0	1	2	1	0	1	1	1	0	1	1	1	1	1	1
I_{ph}	0	2	0	2	0	2	2	2	0	2	2	2	2	2	2
A	0.58	0.39	0.17	-0.16	0.23	0.21	-0.18	0.11	-0.13	-0.16	0.18	-0.11	0.27	-0.12	
A ²	34%	15%	3%	3%	5%	4%	3%	1%	2%	3%	3%	1%	8%	2%	

Spin de l'état $J^\pi = 3^-$ Energie $E=599$ keV															
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$
N	1	2	2	1	2	1	2	2	0	1	2	2	2	2	2
I_{ph}	2	2	2	4	2	4	2	4	0	2	0	2	2	4	4
A	0.69	-0.13	-0.17	-0.20	0.17	-0.10	0.11	-0.48	0.26	-0.14	-0.11	-0.10			
A ²	47%	2%	3%	4%	3%	1%	1%	23%	7%	2%	1%	1%			

Spin de l'état $J^\pi = 4^-$ Energie $E=312$ keV													
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$
N	0	1	2	2	0	1	1	0	1	1	1	1	2
I_{ph}	0	2	0	4	0	2	2	0	2	2	2	2	2
A	0.62	0.38	0.18	0.11	-0.12	-0.19	0.12	-0.14	-0.16	0.18	-0.16	0.34	0.11
A ²	38%	15%	3%	1%	1%	4%	1%	2%	3%	3%	3%	12%	1%

Spin de l'état $J^\pi = 4^-$ Energie $E=843$ keV													
n	$s_{1/2}$	$s_{1/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$
p	$p_{1/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$
N	2	1	1	0	1	2	1	1	0	1	2	1	1
I_{ph}	4	2	2	0	2	2	2	2	0	2	0	2	2
A	-0.10	0.13	0.14	0.11	-0.28	0.23	-0.16	0.20	0.43	0.19	0.14	-0.16	-0.16
A ²	1%	2%	2%	1%	8%	5%	3%	4%	18%	4%	2%	3%	3%

Spin de l'état $J^\pi = 4^-$ Energie $E=843$ keV (suite)													
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$
N	1	0	1	2	1	1	1	2	1	1	1	0	0
I_{ph}	2	0	2	4	2	2	4	2	2	2	2	0	0
A	-0.16	0.15	0.15	-0.11	-0.22	0.29	0.11	0.17	-0.15	-0.18	-0.26	-0.26	-0.26
A ²	3%	2%	2%	1%	5%	9%	1%	3%	2%	3%	7%	7%	7%

Spin de l'état $J^\pi = 5^-$ Energie $E=963$ keV																				
π	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
P	$P_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	1	2	2	1	1	2	0	1	1	2	0	1	2	0	1	2	1	2	1	1
I_{ph}	2	2	4	2	2	4	0	2	2	4	0	2	0	4	2	4	2	4	2	2
Λ	0.52	-0.20	0.18	0.17	-0.23	-0.16	-0.28	-0.10	-0.25	-0.11	-0.41	-0.11	-0.14	0.12	0.24	0.12	-0.13	0.12	-0.13	0.15
Λ^2	27%	4%	3%	3%	5%	3%	8%	1%	6%	1%	17%	1%	2%	1%	6%	1%	6%	1%	2%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 5^-$ Energie $E=1262$ keV													
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
P	$P_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$P_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$
N	1	2	2	1	0	2	2	2	1	0	2	2	1
I_{ph}	2	4	4	2	0	0	2	4	2	0	4	4	2
A	0.65	0.22	0.12	0.23	0.33	0.11	0.11	-0.14	-0.19	-0.22	0.27	-0.11	0.23
A ²	42%	5%	2%	5%	11%	1%	1%	2%	4%	5%	7%	1%	5%

Spin de l'état $J^\pi = 6^-$ Energie $E=1145$ keV													
π	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$87/2$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
P	$P_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$P_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$P_{1/2}$	$f_{5/2}$
N	1	2	2	2	1	2	1	0	2	2	2	2	1
I_{ph}	2	4	4	4	2	4	2	0	0	2	2	4	2
A	0.69	0.21	-0.11	0.13	-0.11	-0.12	-0.23	-0.38	-0.13	-0.13	-0.13	0.31	-0.22
A ²	48%	4%	1%	2%	1%	1%	5%	14%	2%	2%	2%	10%	5%

Spin de l'état $J^\pi = 6^-$ Energie $E=1883$ keV												
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	1	2	2	1	2	2	1	2	2	2	2	1
I_{ph}	2	2	4	2	2	4	2	2	2	4	4	2
A	-0.35	-0.29	-0.14	0.44	0.15	0.10	-0.17	-0.10	-0.13	0.23	0.23	
A ²	12%	9%	2%	20%	2%	1%	3%	1%	2%	5%	5%	
Spin de l'état $J^\pi = 6^-$ Energie $E=1883$ keV (suite)												
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{1/2}$	
N	2	1	2	2	0	2	2	2	2	1	1	
I_{ph}	2	2	2	4	0	4	4	4	4	2	2	
A	0.12	-0.33	-0.13	-0.14	-0.36	0.14	-0.12	-0.15	-0.22	-0.22	-0.22	
A ²	2%	11%	2%	2%	13%	2%	1%	2%	5%	5%	5%	
Spin de l'état $J^\pi = 7^-$ Energie $E=2248$ keV												
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
p	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$
N	2	2	2	1	2	1	2	1	2	2	2	2
I_{ph}	4	4	4	2	4	2	4	2	4	4	4	4
A	0.46	0.20	-0.20	-0.46	-0.17	-0.56	-0.12	-0.13	0.20	-0.16	-0.14	-0.14
A ²	21%	4%	4%	21%	3%	31%	1%	2%	4%	2%	3%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 7^-$ Energie $E=2564$ keV							
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$	$d_{3/2}$
P	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$
N	2	2	1	2	1	2	2
I_{ph}	4	4	2	4	2	4	4
A	0.52	0.24	0.57	-0.24	-0.44	0.24	-0.13
A ²	27%	6%	32%	6%	19%	6%	2%

Spin de l'état $J^\pi = 8^-$ Energie $E=2327$ keV						
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
P	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	0	1	1	2	2
I_{ph}	2	0	2	2	2	4
A	0.13	0.33	0.22	0.72	0.46	0.29
A ²	2%	11%	5%	52%	21%	8%

Spin de l'état $J^\pi = 8^-$ Energie $E=2452$ keV						
n	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$g_{7/2}$	$d_{3/2}$
P	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$p_{3/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{5/2}$
N	2	2	2	2	1	2
I_{ph}	4	4	4	4	2	4
A	0.58	0.13	-0.13	-0.27	-0.70	-0.23
A ²	34%	2%	2%	7%	50%	5%

Spin de l'état $J^\pi = 9^-$ Energie $E=2648$ keV								
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
P	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	0	1	2	2	1	2	2
I_{ph}	2	0	2	0	4	2	2	4
A	0.11	0.39	0.36	0.10	0.13	0.66	-0.12	0.46
A ²	1%	15%	13%	1%	2%	44%	1%	21%

Spin de l'état $J^\pi = 9^-$ Energie $E=2778$ keV								
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
P	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	0	1	2	2	2	1	2
I_{ph}	2	0	2	0	2	4	2	4
A	0.17	0.54	0.51	0.13	-0.12	0.21	-0.47	-0.33
A ²	3%	29%	26%	2%	1%	4%	22%	11%

Spin de l'état $J^\pi = 10^-$ Energie $E=1072$ keV					
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	0	1	2	2	2
I_{ph}	0	2	0	2	4
A	0.59	0.68	0.19	-0.22	0.30
A ²	35%	47%	4%	5%	9%

Spin de l'état $J^\pi = 10^-$ Energie $E=3312$ keV							
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	2	1	0	1	2	2	2
I_{ph}	4	2	0	2	0	2	4
A	-0.12	-0.31	-0.69	0.30	0.21	-0.35	0.38
A ²	1%	9%	48%	9%	4%	12%	14%

Spin de l'état $J^\pi = 11^-$ Energie $E=2297$ keV			
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	2	2
I_{ph}	2	2	4
A	0.79	-0.29	0.54
A ²	62%	8%	29%

Spin de l'état $J^\pi = 11^-$ Energie $E=3794$ keV				
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	2	1	2	2
I_{ph}	4	2	2	4
A	0.28	0.81	0.32	0.39
A ²	8%	66%	10%	15%

Spin de l'état $J^\pi = 12^-$ Energie $E=2441$ keV			
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	1	2	2
I_{ph}	2	2	4
A	0.80	0.39	0.46
A ²	63%	15%	21%

Spin de l'état $J^\pi = 12^-$ Energie $E=4418$ keV		
n	$h_{11/2}$	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$	$g_{9/2}$
N	2	2
I_{ph}	2	4
A	-0.76	0.65
A ²	58%	42%

Spin de l'état $J^\pi = 13^-$ Energie $E=5469$ keV	
n	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$
N	2
I_{ph}	4
A	1.00
A ²	100%

Spin de l'état $J^\pi = 13^-$ Energie $E=4418$ keV	
n	$h_{11/2}$
p	$g_{9/2}$
N	2
I_{ph}	4
A	1.00
A ²	100%

Table des figures

1.1	Illustration du modèle atomique de J.J. Thomson appelé modèle "plum pudding" étant donné que la pâte positive peut être comparée à de la mie de pain, et que les raisins sont repartis à l'intérieur du pain comme les électrons.	6
1.2	Représentation schématique des premiers modèles atomiques conceptualisés par J.J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr et E. Schrödinger [III]. . .	8
1.3	Carte des noyaux connus stables et instables classés en fonction de leur nombre de protons Z et de leur nombre de neutrons N . Les noyaux sont représentés en fonction de leur mode de décroissance principal selon le code couleur. Les différentes couches magiques dont l'explication est donnée dans le paragraphe 1.3.2, sont représentées par des rectangles indexés avec leur nombre de neutrons et protons correspondant. Quelques noyaux inconnus à l'heure actuelle sont signalés par des carrés gris (d'après [NuD]). La zone d'étude de ce manuscrit est entourée en rouge, et le noyau ^{78}Ni est lui aussi indiqué.	10
1.4	Energies de liaison par nucléons en fonction de la masse atomique A des noyaux. Les ronds représentent les valeurs des énergies de liaison par nucléons observées expérimentalement [JLB05]. Les contributions du terme d'asymétrie, du terme Coulombien et de celui de surface de la formule de masse 1.1, sont représentées sur ce graphe.	13
1.5	Carte des noyaux pair-pair connus. Les lignes d'émission spontanée neutron et proton calculées (driplines), sont représentées en rouge, les noyaux stables sont représentés par des carrés noirs (d'après [Er12]).	16
1.6	Schéma de la désexcitation d'un produit de fission. Le phénomène d'évaporation de neutrons est observé, puis la désexcitation gamma amenant le noyau dans son état fondamental. E^* est l'énergie d'excitation et t représente le temps.	18
1.7	Organisation des niveaux nucléaires après l'application successive des différentes approximations du potentiel nucléaire, dont le couplage spin-orbite. Les nombres magiques en violet sont retrouvés après l'introduction de ce terme spin-orbite $\vec{l} \cdot \vec{s}$	23
1.8	Formes nucléaires les plus couramment observées en physique nucléaire d'après [Gal99].	25
1.9	Déformations nucléaires dans le plan (β, γ) pour les noyaux quadrupolaires (d'après [Cle06]).	26

1.10	Diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$, calculés par Bengtsson et Ragnarsson [Ben85]. Dans cette figure les énergies à une particule sont tracées en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}\text{MeV}$ en fonction de la déformation ϵ_2 , avec $(\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6)$	29
2.1	Rendements de fission prévus dans l'étude réalisée par V. Rubchenya [Rub01] en fonction de la masse du fragment de fission pour une réaction de fission spontanée du noyau ^{248}Cm (courbe verte), ou pour la réaction utilisée dans notre étude $^{238}\text{U}(p,F)$ avec des protons de 25 MeV (courbe rouge). La zone entourée en rose correspond à la zone d'étude de ce manuscrit.	35
2.2	Schémas représentatifs des trois interactions d'un photon avec la matière : (a) effet photoélectrique, (b) effet Compton et (c) création de paires électron-positron	36
2.3	Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie du photon incident pour le germanium ($Z_{\text{germanium}} = 32$). Pour l'effet photoélectrique (courbe rouge), pour l'effet Compton (courbe rose) et pour la création de paires (courbe bleue). Données calculées par le code XCOM [XCO].	37
2.4	Représentation schématique des bandes de conduction et de valence dans un élément. Différents cas sont possibles, le cas du métal où il y a recouvrement des deux bandes, le cas du semi-conducteur où le gap est très étroit autour du niveau de Fermi et le cas d'un isolant où le gap est trop important pour que les porteurs de charge puissent se déplacer.	39
2.5	Schémas du spectromètre JUROGAM II. Ce spectromètre est une combinaison de l'ancien spectromètre EUROGAM et des cristaux de germanium le composant (d'après [Nol94], [Gal99] et [Rub13]). (A) : Enceinte BGO pour un détecteur germanium de géométrie tronconique, (B) : Coupe d'un détecteur germanium de géométrie tronconique inséré dans son enceinte anti-diffusion Compton, (C) : Vue latérale de la structure générale du spectromètre, (D) : Regroupement de quatre cristaux de germanium formant un détecteur de géométrie trèfle, (E) : Vue extérieure d'un détecteur germanium de géométrie trèfle dans son enceinte.	41
2.6	Photographie du multi-détecteur de rayonnements γ JUROGAM II [Van10].	42
2.7	Schéma explicatif de la procédure suivie pour l'analyse des résultats du traitement des données brutes à la création des spectres conditionnés. . .	43

2.8	Schémas des cristaux des clovers de JUROGAM II, permettant de différencier les cas où deux cristaux sont touchés lors de l'algorithme de sommation (addback). Dans le cas (a) les deux cristaux touchés sont adjacents et sont considérés comme un seul γ . Tandis que dans le cas (b) les deux cristaux touchés sont diagonaux, le rayonnement γ est considéré comme deux gammas différents.	45
2.9	Exemple d'une matrice $\gamma - \gamma$ conditionnée obtenue dans cette étude. La condition est posée sur les trois premières transitions du noyau ^{142}Ba d'énergies : 359,5 keV ou 475,2 keV ou 631,1 keV.	48
2.10	Spectre total obtenu après pré-analyse, représentant le nombre de coups dans les détecteurs en fonction de l'énergie (en keV). Le bruit de fond a été supprimé et seuls les événements de multiplicité 3 ou plus sont représentés.	48
2.11	Schéma explicatif de l'analyse des données via des conditions sur les données. Explications des deux possibilités de ET/OU pour la mise en place des conditions sur les transitions d'énergies.	49
2.12	Une fraction de la matrice $\gamma - \gamma$ construite à partir des données pour le multi-détecteur JUROGAM II issues de l'expérience réalisée à Jyväskylä en février 2011. Elle correspond à une matrice conditionnée par des transitions γ du ^{101}Zr et expose le nombre de coups en fonction des énergies sur deux axes en keV. Le cadre rouge représente une tranche d'énergie qui permet d'illustrer la mise en place de conditions.	49
2.13	Extrait de schéma de niveaux du noyau ^{89}Rb à bas spin [NND]. Les deux transitions utilisées comme condition, transitions 220,5 et 974,3 keV, sont présentes, ainsi que les transitions les alimentant qui sont repérables dans le spectre de la figure 2.15. Les énergies des niveaux sont signalées en vert, les énergies des transitions en noir, les spins et les parités sont quant à elles signalées en violet.	52
2.14	Schémas de niveaux partiels des noyaux $^{142,143,144,145}\text{Ba}$, complémentaires majoritaires présents dans le spectre de la figure 2.15 [NND]. Les énergies des niveaux sont signalées en vert, les énergies des transitions en noir, les spins et les parités sont quant à elles signalées en violet.	53
2.15	Spectre du noyau ^{89}Rb , obtenu avec Radware, avec les conditions sur les transitions 220,5 et 974,3 keV. Indexage des noyaux complémentaires $^{142,143,144,145}\text{Ba}$. Le pic annoté avec un C^* correspond à un contaminant identifié : le ^{136}Xe	54
2.16	Efficacité relative de détection du dispositif expérimental JUROGAM II en fonction de l'énergie du rayonnement gamma en keV.	56

2.17	Intensités relatives des transitions correspondantes aux transitions vers l'état fondamental des noyaux de baryum en coïncidences avec le ^{89}Rb , en fonction de la masse atomique des noyaux de baryum complémentaires repérés dans le spectre de la figure 2.15.	58
2.18	Corrélation en masse pour la détermination du fragment complémentaire majoritaire, permettant l'analyse des noyaux de Rb/Ba. Ce graphique représente la moyenne des masses atomiques des noyaux de baryum en fonction des masses atomiques des noyaux de rubidium complémentaires.	58
3.1	Vue schématique du cœur ^{78}Ni avec $N = 50$, $Z = 28$ et les orbitales de valence.	62
3.2	Zoom sur la carte des noyaux permettant de situer les différents noyaux étudiés dans ce manuscrit, entourés en rouge. La couche magique $N = 50$ est encadrée par un rectangle bleu. Les couleurs représentent les différentes valeurs des coefficients de réaction β , de captures électroniques et autres décroissances.	64
3.3	Comparaison systématique des énergies d'excitations des niveaux yrast dans les isotones ayant $N = 52$ (cercles remplis). Ce graphe est issu de l'article [Cze13]. Les cercles vides représentent les énergies obtenues dans les calculs de modèle en couches de cet article. Les étoiles représentent les énergies expérimentales du niveau 6_1^+ dans le ^{86}Se et le ^{88}Kr , reportées précédemment dans [Jon06] et [RU00].	65
3.4	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se , déterminé par Y.H. Zhang <i>et al.</i> en 2004 [Zha04].	68
3.5	Comparaison des résultats issus des calculs utilisant le modèle en couches avec les résultats expérimentaux présentés dans l'article de Y.H. Zhang <i>et al.</i> [Zha04]. Les résultats présentés à gauche correspondent à la comparaison pour les états de parités positives, les résultats présentés à droite à la comparaison pour les états de parités négatives.	69
3.6	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se , déterminé par Prévost <i>et al.</i> [Pré04] en 2004.	70
3.7	Evolution des états de spins intermédiaires de 4 isotones ayant $N = 50$, ^{84}Se [Pré04], ^{86}Kr [Win93], ^{88}Sr [Ste00], ^{90}Zr [Fan73] [Fir96]. Les états avec des configurations protons dans les couches (fp) sont représentés avec des losanges remplis, ceux contenant la couche $\pi(g_{9/2})$ sont représentés avec les symboles vides(losanges et cercles). Les états dus à l'excitation cœur-neutron $\nu(g_{9/2}^{-1})\nu(d_{5/2}^{+1})$ sont représentés par des carrés noirs. [Pré04]	71
3.8	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se , déterminé par Jones <i>et al.</i> [Jon06] en 2006.	73

3.9	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se , déterminé par Li <i>et al.</i> [Li11] en 2011.	73
3.10	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se , déterminé par Cwerwinski <i>et al.</i> [Cze13] en 2013.	73
3.11	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{83}As , déterminé par M.-G. Porquet <i>et al.</i> [Por11] en 2011.	75
3.12	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{83}As , déterminé par E. Sahin <i>et al.</i> [Sah12] en 2012.	75
3.13	Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 666,8 keV correspondant aux deux premières transitions du noyau ^{84}Se . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Trois nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.	77
3.14	Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1579,4 keV correspondant respectivement à la transition vers l'état fondamental du ^{84}Se et à la transition amenant à l'état excité à 2121 keV. L'identification des noyaux est signalé au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.	78
3.15	Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence entre les transitions d'énergies 1454,5 keV et 1249,7 keV correspondant respectivement à la transition vers l'état fondamental du ^{84}Se et à la transition amenant à l'état excité à 2121 keV. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont aussi identifiés.	78
3.16	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{84}Se . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En noir, les énergies et les transitions déterminées dans [Zha04] et [Jon06] et confirmées dans cette étude. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4.	80

- 3.17 Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence des transitions d'énergies 704,1 keV et 863,8 keV correspondant aux deux premières transitions de désexcitation du noyau ^{86}Se reportés auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Trois nouvelles transitions ont été repérées et signalées avec un cadre rouge. Les contaminants sont signalés avec un C*. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés. 82
- 3.18 Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{86}Se . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau. En noir les énergies et les transitions déterminées précédemment. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4. . . 83
- 3.19 Intégrale des pics correspondants aux transitions du noyau ^{83}As en fonction de la masse atomique des fragments de fission complémentaires, les noyaux de néodyme : $^{150,152,154,156}\text{Nd}$. Détermination du centroïde de la gaussienne pour la détermination du fragment de fission complémentaire majoritaire. 85
- 3.20 Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence des transitions d'énergies 1543,3 keV et 322,8 keV correspondant aux deux premiers niveaux du schéma de désexcitation du noyau ^{83}As reportés auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Deux nouvelles transitions ont été repérées et signalées par un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés. 85
- 3.21 Schémas de niveaux expérimentaux des noyaux $^{150,151,152}\text{Nd}$, complémentaires majoritaires du noyau ^{83}As présents dans le spectre 3.20 [NND]. Les énergies des états excités sont indiquées en vert, les spins en violet, ceux indiqués entre parenthèses ne sont pas déterminés à l'heure actuelle avec certitude. 86
- 3.22 Spectres obtenus avec Radware, résultats des coïncidences des transitions d'énergies 1543,3 keV et 1227,7 keV (spectre (a)) et 1543,3 keV et 363,6 keV (spectre (b)) correspondants au schéma de désexcitation du noyau ^{83}As reporté auparavant. L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Ces spectres permettent de déterminer la place des deux nouvelles transitions identifiées dans cette étude aux énergies de 316,5 keV et 525 keV. 87

3.23	Schéma de niveaux du noyau ^{83}As . En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau. En noir, les énergies et les transitions reportées dans [Por11] et [Sah12]. En vert les énergies des états excités, et en violet les spins de ces états. L'intensité des transitions est représentée par l'épaisseur des flèches. Les spins entre parenthèses sont les spins attribués dans cette étude et leur assignation sera expliquée dans le chapitre 4.	88
3.24	Exemple de schéma de niveaux contenant trois transitions alimentées par la cascade et latéralement. L'épaisseur des flèches reflète l'intensité des transitions.	89
4.1	Schéma de deux transitions γ d'énergies E_i et E_j et de spins des états concernés S d'indice i, j, k . Ce schéma illustre le calcul des corrélations angulaires, concernant l'ordre des transitions à prendre en compte dans les valeurs des coefficients F_2 et F_4	98
4.2	Corrélations angulaires expérimentales normalisées pour le noyau ^{84}Se . Etude de la transition d'énergie 1415,3 keV sur la figure (a) et de la transition d'énergie 1579,4 keV sur la figure (b). Les résultats obtenus avec deux logiciels permettant l'intégration de pics sur les spectres étudiés sont présentés, en bleu ceux obtenus avec GRAIN, en rouge ceux obtenus avec <i>gf3</i> . Ces résultats sont présentés avec leurs barres d'erreurs respectives déterminées par propagation des erreurs dans l'expression de $W(\theta)$ utilisée. Les valeurs de $W(\theta)$ théoriques déterminées précédemment sont quant à elles présentées en vert et en violet.	101
4.3	Vue schématique du cœur ^{78}Ni avec $N=50$, $Z=28$ et les orbitales de valence.	105
4.4	Comparaison schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{84}Se avec le résultat du calcul de modèle en couches utilisant NuShell et l'interaction effective <i>jj44b</i> . Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.	107
4.5	Evolution des états de spins moyens de 4 isotones pair-pair ayant $N=50$, ^{84}Se (présenté dans ce travail), ^{86}Kr [Win93], ^{88}Sr [Ste00], ^{90}Zr [Fan73] [Fir96]. Les états de parités négatives sont représentés par des ronds pleins et sont reliés entre eux par des pointillés rouges, les états de parités positives impairs sont des carrés pleins et reliés en pointillés bleus. Les états de parités positives pairs sont représentés par des carrés pleins et sont reliés entre eux par des traits pleins noirs. Les nouveaux états déterminés dans cette étude sont entourés en rose sur cette systématique.	109

4.6	Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{86}Se avec le résultat du calcul de modèle en couches utilisant NuShellX et l'interaction effective $gwbxg$. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.	110
4.7	Evolution des états de spins moyens de 4 isotones pair-pair ayant $N=52$, ^{86}Se (présenté dans ce travail et dans [Cze13]), ^{88}Kr [Cze13] [Ast13], ^{90}Sr [Hwa13], ^{92}Zr [Fir96]. Les états de parités négatives sont représentés par des ronds pleins et sont reliés entre eux par des pointillés rouges, les états de parités positives impairs sont des carrés pleins et reliés en pointillés bleus. Les états de parités positives pairs sont représentés par des carrés pleins et sont reliés entre eux par des traits pleins noirs. Les nouveaux états déterminés dans cette étude sont entourés en rouge sur cette systématique.	112
4.8	Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{83}As avec le résultat du calcul de modèle en couches en utilisant NuShell et l'interaction effective $jj44b$. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude.	114
4.9	Photographie du dispositif expérimental d'EXILL composé de 8 détecteurs Ge clovers (EXOGAM), 6 détecteurs Ge coaxiaux (GASP), 2 détecteurs Ge clovers (LOHENGRIN) et de boucliers anti-compton. Dispositif installé sur la ligne de neutrons de froids PF1b à l'ILL (Institut Laue Langevin à Grenoble).	117
4.10	Vue en coupe du dispositif expérimental EXILL (EXOGAM à l'ILL). Vue schématique parallèle à l'axe du faisceau.	118
5.1	Zoom sur la carte des noyaux autour du noyau ^{98}Y (d'après [NuD]). Nous avons indiqué sur ce zoom, la présence des sous couches $N=56$ et $Z=40$ citées dans l'article [Lhe98], permettant de situer le comportement des noyaux $^{97,98,99}\text{Y}$	122
5.2	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y , repertorié par S. Brant <i>et al.</i> [Bra04] en 2004. Ces niveaux représentent les états excités observés dans la décroissance β du noyau ^{98}Sr . Les intensités relatives des transitions sont spécifiées entre parenthèses à côté de l'énergie de celles-ci, les spins des niveaux excités sont quand à eux indiqués entre parenthèses à côté des énergies de ces niveaux. La durée de vie des niveaux isomériques est indiquée à droite des niveaux excités.	124

5.3	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y , répertorié par S. Brant <i>et al.</i> [Bra04] en 2004. Les états excités ont été observés via l'étude des temps de décroissance des isomères microsecondes, par une mesure de coïncidence, peuplés par la fission. Les intensités relatives des transitions sont spécifiées entre parenthèses à côté de l'énergie de celles-ci, les spins des niveaux excités sont quant à eux indiqués entre parenthèses à côté des énergies de ces niveaux. La durée de vie des niveaux isomériques est indiquée à droite des niveaux excités.	126
5.4	Diagramme de Nilsson pour la région $50 \leq N \leq 82$, déterminé par Bengtsson et Ragnarsson [Ben85]. Dans cette figure les énergies à une particule sont tracées en unités de fréquence de l'oscillateur $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}\text{MeV}$ en fonction de la déformation ϵ_2 , avec $(\epsilon_4 = \epsilon_2^2/6)$. Les orbitales d'intérêts pour le noyau ^{98}Y sont entourées en rouge.	128
5.5	Alignements expérimentaux pour les orbitales $\pi(g_{9/2})$, $\nu(h_{11/2})$ et configurations $\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})$ dans les noyaux impairs en neutrons, impairs en protons et impairs-impairs proches du noyau ^{96}Rb . Le noyau ^{98}Sr a été utilisé comme configuration de référence. Figure d'après [Pin05].	130
5.6	Comparaison des états expérimentaux du noyau ^{98}Y avec les résultats des calculs IBFFM de l'étude de S. Brant <i>et al.</i> [Bra04]. La partie de gauche correspondant à la comparaison des états sphériques et la partie de droite aux états déformés.	130
5.7	Intégrale des pics correspondants aux transitions du noyau ^{98}Y en fonction de la masse atomique des fragments de fission complémentaires, les noyaux $^{135,136,137,138}\text{Xe}$. Détermination du centroïde de la Gaussienne pour la détermination du fragment de fission complémentaire majoritaire. . . .	131
5.8	Extraits des schémas de niveaux des noyaux $^{135,136,137,138}\text{Xe}$, complémentaires majoritaires du noyau ^{98}Y présents dans le spectre de la figure 5.9 [NND]. Les énergies des états excités sont indiquées en vert, les énergies des transitions en noirs, les spins et les parités de ces états en violet. . . .	132
5.9	Spectre obtenu avec Radware, résultat de la coïncidence de la somme de coïncidences des transitions d'énergies 119,4 keV ou 204,2 keV ou 121,3 keV ou 129,7 keV ou 157,8 keV ou 186,1 keV avec la transition d'énergie 100,7 keV. Toutes ces transitions appartiennent au noyau ^{98}Y . L'identification des noyaux est signalée au-dessus des pics. Quatre nouvelles transitions ont été repérées et signalées par un cadre rouge. Les rayons X de l'uranium et les deux bosses neutrons sont eux aussi identifiés.	133

5.10	Schéma de niveaux expérimental du noyau ^{98}Y . En noir sont représentées les énergies des transitions répertoriées par S. Brant <i>et al.</i> [Bra04]. En rouge les nouvelles transitions appartenant à ce noyau déterminées dans cette étude. En vert les énergies des états excités, en violet les spins et les parités de ces états et en bleu la durée de vie des états isomériques. Les spins indiqués entre parenthèses correspondent aux spins attribués dans cette étude, leur attribution sera explicitée dans le paragraphe 5.3. Les intensités relatives des transitions sont représentées par la taille des flèches.	135
5.11	Comparaison du schéma de niveaux expérimental obtenu dans cette étude pour le noyau ^{98}Y avec le résultat du calcul utilisant le modèle GICM. La taille des flèches dans le schéma de niveaux des résultats expérimentaux représente l'intensité relative des transitions.	143
5.12	Comparaison du schéma de niveaux expérimental avec les calculs théoriques réalisés avec le modèle QPRM. La taille des flèches des transitions représente l'intensité relative de celles-ci. Celles-ci sont spécifiées entre parenthèses à côté des énergies des transitions.	146
5.13	Alignements expérimentaux pour les orbitales $\pi(g_{9/2})$, $\nu(h_{11/2})$ et configurations $\pi(g_{9/2})\nu(h_{11/2})$ dans les noyaux impairs en neutrons, impairs en protons et impairs-impairs proches du noyau ^{96}Rb . Le noyau ^{98}Sr a été utilisé comme configuration de référence. Figure d'après [Pin05], les points entourés par un cercle rouge correspondent aux deux états excités ajoutés dans la bande 4^- du noyau ^{98}Y dans ce manuscrit.	147
5.14	Energie des états excités du noyau ^{98}Y en fonction du moment d'inertie $J(J+1)$. Les spins de ces états sont signalés au-dessus des points sur ce graphe en vert pour les états précédemment identifiés et en rouge pour les nouveaux états excités déterminés dans l'étude de ce manuscrit. Les différentes formes de ce noyau sont entourées et indexées : sphérique, prolate et vibrationnel.	149

Liste des tableaux

- 3.1 Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{84}Se , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux entre parenthèses et spécifiés en rouge. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5. 91
- 3.2 Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{86}Se , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge et sont entre parenthèses. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5. 92
- 3.3 Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{83}As , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge et entre parenthèses. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5. 93

5.1	Intensités relatives des raies γ observées pour le noyau ^{98}Y , les énergies des nouvelles transitions sont spécifiées en bleu, les nouveaux spins déterminés sont quant à eux spécifiés en rouge. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont indiquées entre parenthèses et concernent le dernier chiffre. La première colonne répertorie les énergies des transitions étudiées en keV, la deuxième correspond aux intensités relatives de ces transitions en pourcentage. La troisième colonne correspond aux spins de l'état initial vers l'état final, dont les énergies en keV sont spécifiées respectivement dans la colonne 4 et 5.	136
5.2	Etats quasi-particule neutron utilisés dans le calcul réalisé avec le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y	141
5.3	Etats quasi-particule proton utilisés dans le calcul réalisé avec le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y	141
5.4	Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y - Première partie. Seules les configurations majoritaires sont représentées. Ce tableau répertorie pour chaque état excité calculé son spin J^π , son énergie E en keV, l'état quasi-particule neutron et proton (n,p), le nombre N de phonons quadrupolaires, le spin de ces phonons I_{ph} , l'amplitude de chaque composante A et son carré A^2 en pourcentage. . .	151
5.5	Récapitulatif des résultats des calculs effectués en utilisant le modèle GICM pour le noyau ^{98}Y - Seconde partie. Seules les configurations majoritaires sont représentées. Ce tableau répertorie pour chaque état excité calculé son spin J^π , son énergie E en keV, l'état quasi-particule neutron et proton (n, p), le nombre N de phonons quadrupolaires, le spin de ces phonons I_{ph} , l'amplitude de chaque composante A et son carré A^2 en pourcentage. . .	152

Bibliographie

- [Ahm95] I. Ahmad and W. R. Phillips. Gamma rays from fission fragments. *Reports on Progress in Physics*, 58(11) :1415, 1995.
- [Ale97] P. Alexa, J. Kvasil, N. V. Minh, and R. K. Sheline. Calculation of shell model energies for states in ^{210}Bi . *Phys. Rev. C*, 55 :179–186, Jan 1997.
- [Ale99] P. Alexa, J. Kvasil, and R. Sheline. *Int. J. of Mod. Phys. E*, 8, 1999.
- [Ast13] A. Astier, M.-G. Porquet, T. Venkova, G. Duchêne, F. Azaiez, D. Curien, I. Deloncle, O. Dorvaux, B. J. P. Gall, N. Redon, M. Rousseau, and O. Stézowski. High-spin structures of $^{88}_{36}\text{Kr}_{52}$ and $^{89}_{37}\text{Rb}_{52}$: Evolution from collective to single-particle behavior. *Phys. Rev. C*, 88 :024321, Aug 2013.
- [Baz92] D. Bazzacco. Report no. aecl 10613. *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum*, 2 :376, 1992.
- [Bea92] C. Beausang, S. Forbes, P. Fallon, P. Nolan, P. Twin, J. Mo, J. Lisle, M. Bentley, J. Simpson, F. Beck, D. Curien, G. deFrance, G. Duchêne, and D. Popescu. Measurements on prototype ge and BGO detectors for the eurogam array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 313(1 - 2) :37 – 49, 1992.
- [Bec97] H. Becquerel. *Compte rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences*, 1897.
- [Ben85] T. Bengtsson and I. Ragnarsson. Rotational bands and particle-hole excitations at very high spin. *Nuclear Physics A*, 436(1) :14 – 82, 1985.
- [Bog02] S. Bogner, T. T. S. Kuo, L. Coraggio, A. Covello, and N. Itaco. Low momentum nucleon-nucleon potential and shell model effective interactions. *Phys. Rev. C*, 65 :051301, Apr 2002.
- [Bog10] S. Bogner, R. Furnstahl, and A. Schwenk. From low-momentum interactions to nuclear structure. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 65(1) :94 – 147, 2010.
- [Boh13] N. Bohr. On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine Series 6*, 26(151) :1–25, 1913.
- [Boh36] N. Bohr. Properties and constitution of atomic nuclei. *Nature*, 138 :695, 1936.
- [Boh75] A. Bohr and B. Mottelson. *Nuclear structure*, volume 2. Benjamin, 1975.
- [Bou00] Contribution of quasiparticle-phonon, recoil and coriolis interactions in describing low-lying states of ^{133}Nd isotope. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 7(3) :317–326, 2000.

- [Bra89] S. Brant, V. Paar, G. Lhersonneau, O. Schult, H. Seyfarth, and K. Sistemich. Ibffm predictions for low-lying spherical states in the shape-coexisting odd-odd nucleus ^{98}Y . *Zeitschrift fur Physik A Atomic Nuclei*, 334(4) :517–518, 1989.
- [Bra04] S. Brant, G. Lhersonneau, and K. Sistemich. Shape coexistence in the odd-odd neutron-rich nucleus ^{98}Y studied in the interacting boson model. *Phys. Rev. C*, 69 :034327, Mar 2004.
- [Bri] Bricc conversion coefficient calculator. bricc.anu.edu.au.
- [Bro] B. Brown and A. Litsetskiy. *unpublished*.
- [Bro08] B. Brown and W. Rae. Nushellx@msu. <http://www.nscl.msu.edu/~brown/resources/resources.html>, 2008.
- [Bus90] M. Buscher, R. F. Casten, R. L. Gill, R. Schuhmann, J. A. Winger, H. Mach, M. Moszyński, and K. Sistemich. Coexistence features in the spherical-deformed $A \approx 100$ transition region : Picosecond lifetime measurements in ^{97}Sr , ^{97}Y , and ^{97}Zr . *Phys. Rev. C*, 41 :1115–1125, Mar 1990.
- [Cau99] E. Caurier and F. Nowacki. Present statuts oh shell model techniques. *Acta Phys. Pol. B*, 30 :705, 1999.
- [Cau05] E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, and A. P. Zuker. The shell model as a unified view of nuclear structure. *Rev. Mod. Phys.*, 77 :427–488, Jun 2005.
- [Cha32] J. Chadwick. *Nature*, 129 :312, 1932.
- [Cle06] E. Clement. *Etude de la coexistence de formes dans les isotopes légers du krypton et du sélénium par excitation Coulombienne de faisceaux radioactifs*. Ph.D. thesis, Université Paris XI - UFR Scientifique d’Orsay, juin 2006.
- [Cur98] P. Curie and M. Sklodowska Curie. *Compte rendus hebdomadaires des séances de l’Académie des sciences*, 175 et 1215, 1898.
- [Cze13] M. Czerwiński, T. Rząca-Urban, K. Sieja, H. Sliwinska, W. Urban, A. G. Smith, J. F. Smith, G. S. Simpson, I. Ahmad, J. P. Greene, and T. Materna. Yrast excitations in the neutron-rich $N = 52$ isotones. *Phys. Rev. C*, 88 :044314, Oct 2013.
- [Dau00] J. Daugas, R. Grzywacz, M. Lewitowicz, L. Achouri, J. Angélique, D. Baiborodin, K. Bennaceur, R. Bentida, R. Béraud, C. Borcea, C. Bingham, W. Catford, A. Emsallem, G. de France, H. Grawe, K. Jones, R. Lemmon, M. L. Jimenez, F. Nowacki, F. de Oliveira Santos, M. Pfutzner, P. Regan, K. Rykaczewski, J. Sauvestre, M. Sawicka, G. Sletten, and M. Stanoiu. The 8^+ isomer in ^{78}Zn and the doubly magic character of ^{78}Ni . *Physics Letters B*, 476(3-4) :213 – 218, 2000.

- [Dau13] J.-M. Daugas, H. Ueno, G. Simpson, T. Kubo, Y. Ishibashi, K. Imamura, N. Inabe, N. Fukuda, D. Kameda, H. Takeda, H. Suzuki, K. Asahi, Y. Ichikawa, M. Ramdhane, G. Gey, F. Drouet, G. Georgiev, R. Lazeva, M. Hass, A. Prygarin, D. Balabanski, G. Neyens, I. Budincevic, and W. Kim. Spin-alignment in abrasion-fission reaction of a 345 MeV/u $^{238}\text{U}^{80+}$ beam-g-factor measurement of isomeric states. *Proposal RIBF NP-PAC-12*, 2013.
- [Duc99] G. Duchêne, F. Beck, P. Twin, G. de France, D. Curien, L. Han, C. Beausang, M. Bentley, P. Nolan, and J. Simpson. The clover : a new generation of composite ge detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 432(1) :90 – 110, 1999.
- [ENS] Evaluated nuclear structure data file. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [Erl12] J. Erler, N. Birge, M. Kortelainen, W. Nazarewicz, E. Olsen, A. Perhac, and M. Stoitsov. *Nature*, 486 :509–512, 2012.
- [Fan73] H. Fann, J. Schiffer, and U. Strohmusch. $^{91}\text{Zr}(T,a)^{90}\text{Zr}$ and the $T = 1\ g_{9/2} - d_{5/2}$ matrix elements : test of an average effective interaction. *Physics Letters B*, 44(1) :19 – 22, 1973.
- [Fed77] P. Federman and S. Pittel. Towards a unified microscopic description of nuclear deformation. *Physics Letters B*, 69(4) :385 – 388, 1977.
- [Fed78] P. Federman and S. Pittel. Hartree-fock-bogolyubov study of deformation in the zr-mo region. *Physics Letters B*, 77(1) :29 – 32, 1978.
- [Fed79a] P. Federman and S. Pittel. Unified shell-model description of nuclear deformation. *Phys. Rev. C*, 20 :820–829, Aug 1979.
- [Fed79b] P. Federman, S. Pittel, and R. Campos. Microscopic study of the shape transition in the zirconium isotopes. *Physics Letters B*, 82(1) :9 – 12, 1979.
- [Fir96] R. Firestone. *Table of Isotopes. 8th edition*, 1996. Wiley, New York.
- [Gad05] A. Gadea. First results of the clara-prisma setup installed at lnl. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 25(1) :421–426, 2005.
- [Gal99] B. J. P. Gall. Super et hyper déformations du noyau atomique : du discret au continu. *Annales de Physique*, 24 :1–93, 1999.
- [Gir88] M. Girod, P. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon, and P. Roussel. Spectroscopy of neutron-rich nickel isotopes : Experimental results and microscopic interpretation. *Phys. Rev. C*, 37 :2600–2612, Jun 1988.
- [Got56] K. Gottfried. Ground-state properties of nonspherical nuclei. *Phys. Rev.*, 103 :1017–1031, Aug 1956.

- [Gre96] W. Greiner and J. Maruhn. *Nuclear Models*. Springer, 1996.
- [Gro76] R. Gross and A. Frenkel. Effective interaction of protons and neutrons in the $2p_{1/2} - 1g_{9/2}$ subshells. *Nuclear Physics A*, 267(0) :85 – 108, 1976.
- [Gru70] J. Grueter, K. Sistemich, P. Armbruster, J. Eidens, and H. Lawin. Identification of $\hat{I}_{4/2}^1$ -isomers among primary fission products. *Physics Letters B*, 33(7) :474 – 476, 1970.
- [Hak08] J. Hakala, S. Rahaman, V.-V. Elomaa, T. Eronen, U. Hager, A. Jokinen, A. Kankainen, I. D. Moore, H. Penttilä, S. Rinta-Antila, J. Rissanen, A. Saastamoinen, T. Sonoda, C. Weber, and J. Äystö. Evolution of the $n = 50$ shell gap energy towards ^{78}Ni . *Phys. Rev. Lett.*, 101 :052502, Jul 2008.
- [Ham95] J. Hamilton, A. Ramayya, S. Zhu, G. Ter-Akopian, Y. Oganessian, J. Cole, J. Rasmussen, and M. Stoyer. New insights from studies of spontaneous fission with large detector arrays. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 35(0) :635 – 704, 1995.
- [Hei32] W. Heisenberg. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 77,78,80(1-2,3-4,9-10), 1932.
- [Hil53] D. L. Hill and J. A. Wheeler. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. *Phys. Rev.*, 89 :1102–1145, Mar 1953.
- [Hon09] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, and M. Hjorth-Jensen. New effective interaction for f_5pg_9 -shell nuclei. *Phys. Rev. C*, 80 :064323, Dec 2009.
- [Hwa03] J. K. Hwang, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, D. Fong, C. J. Beyer, P. M. Gore, Y. X. Luo, J. O. Rasmussen, S. C. Wu, I. Y. Lee, C. M. Folden, P. Fallon, P. Zielinski, K. E. Gregorich, A. O. Macchiavelli, M. A. Stoyer, S. J. Asztalos, T. N. Ginter, S. J. Zhu, J. D. Cole, G. M. Ter Akopian, Y. T. Oganessian, and R. Donangelo. Identification of $v_{9/2} [404]$ band in ^{97}Sr . *Phys. Rev. C*, 67 :054304, May 2003.
- [Hwa13] J. K. Hwang, J. H. Hamilton, and A. V. Ramayya. Search for two-pov states, excited quintuplets and septuplets in $^{88-92}\text{Sr}$ and $^{94,96}\text{Zr}$. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 40(1) :015106, 2013.
- [Ill] Illuscientia. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
- [JC34a] I. Joliot-Curie and F. Joliot. *Nature*, 133 :201, 1934.
- [JC34b] I. Joliot-Curie and F. Joliot. *Compte rendus hebdomadaire des séances de l'Académie des Sciences*, 198 :559, 1934.
- [Ji88] X. Ji and B. H. Wildenthal. Effective interaction for $N = 50$ isotones. *Phys. Rev. C*, 37 :1256–1266, Mar 1988.

- [JLB05] M. S. Jean-Louis Basdevant, James Rich. *Fundamentals in nuclear physics : From nuclear structure to cosmology*. Springer, 2005.
- [Jon06] E. F. Jones, P. M. Gore, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, J. K. Hwang, A. P. deLima, S. J. Zhu, C. J. Beyer, Y. X. Luo, W. C. Ma, J. O. Rasmussen, I. Y. Lee, S. C. Wu, T. N. Ginter, M. Stoyer, J. D. Cole, A. V. Daniel, G. M. Ter-Akopian, and R. Donangelo. Identification of ^{88}Se and new levels in $^{84,86}\text{Se}$. *Phys. Rev. C*, 73 :017301, Jan 2006.
- [Jon10] K. Jones, A. Adekola, D. Bardayan, J. Blackmon, K. Chae, K. Chipps, J. Cizewski, L. Erikson, C. Harlin, R. Hatarik, R. Kapler, R. Kozub, J. Liang, and R. e. a. Livesay. The magic nature of ^{132}Sn explored through the single-particle states of ^{133}Sn . *Nature*, 465 :454–457, 2010.
- [Lar78] S. Larsson, G. Leander, and I. Ragnarsson. Nuclear core-quasiparticle coupling. *Nuclear Physics A*, 307(2) :189 – 223, 1978.
- [Lhe86] G. Lhersonneau, R. Meyer, K. Sistemich, K. Kohl, H. Lawin, G. Menzen, H. Ohm, T. Seo, and D. Weiler. *Proceedings of the American Chemical Society Symposium on Nuclei Off the Line of Stability, Chicago*, 324 :202, 1986.
- [Lhe98] G. Lhersonneau, S. Brant, V. Paar, and D. Vretenar. Nuclear structure of ^{97}Y in the interacting boson fermion plus broken pair model and the nature of the 3.523 mev high-spin isomer. *Phys. Rev. C*, 57 :681–687, Feb 1998.
- [Li87] P. Li, W. Daehnick, S. K. Saha, J. Brown, and R. Kouzes. Nuclear structure of $^{86,87}\text{Rb}$ from $^{87,88}\text{Si}(d, 3\text{He})$ at 28MeV. *Nuclear Physics A*, 469(3) :393 – 406, 1987.
- [Li11] K. Li, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, S. H. Liu, X. Q. Zhang, N. T. Brewer, J. K. Hwang, C. Goodin, S. J. Zhu, Y. X. Luo, J. O. Rasmussen, I. Y. Lee, S. C. Wu, R. Donangelo, A. V. Daniel, G. M. Ter-Akopian, Y. T. Oganessian, A. Unzhakova, J. D. Cole, W. C. Ma, and M. A. Stoyer. Identification of high-spin states in neutron-rich $^{88,90,92}\text{Kr}$ and ^{86}Se . *International Journal of Modern Physics E*, 20(08) :1825–1832, 2011.
- [Lis04] A. F. Lisetskiy, B. A. Brown, M. Horoi, and H. Grawe. New $T = 1$ effective interactions for the $f_{5/2}p_{3/2}p_{1/2}g_{9/2}$ model space : Implications for valence-mirror symmetry and seniority isomers. *Phys. Rev. C*, 70 :044314, Oct 2004.
- [Lob70] K. Lobner, M. Vetter, and V. Honig. *Nuclear Data Tables A7*, volume 495. 1970.
- [Luo01] Y. X. Luo, J. O. Rasmussen, A. V. Ramayya, J. H. Hamilton, X. Q. Zhang, J. K. Hwang, C. J. Beyer, J. Kormicki, G. M. Ter-Akopian, Y. T. Oganessian, A. V. Daniel, K. E. Gregorich, T. N. Ginter, P. Zielinski, C. M. Folden, I. Y. Lee, P. Fallon, A. Macchiavelli, R. Donangelo, M. A. Stoyer, S. Asztalos, and S. C.

- Wu. Fission gamma spectra and levels in ^{139}Ba . *Phys. Rev. C*, 64 :054306, Oct 2001.
- [Mac87] H. Mach and R. L. Gill. Absolute gamma intensities in the $A = 98$ transitional nuclei and shape coexistence in ^{98}Y . *Phys. Rev. C*, 36 :2721–2725, Dec 1987.
- [Mac90] H. Mach, F. K. Wohn, M. Moszynski, R. L. Gill, and R. F. Casten. Subnanosecond lifetime measurements in y and sr nuclei and the saturation of deformation near $A = 100$. *Phys. Rev. C*, 41 :1141–1146, Mar 1990.
- [Mey85] R. Meyer, E. Monnand, J. Pinston, F. Schussler, I. Ragnarsson, B. Pfeiffer, H. Lawin, G. Lhersonneau, T. Seo, and K. Sistemich. Deformation in odd-mass nuclei $A \approx 100$: one- and three-quasiparticle nilsson states in ^{99}Y . *Nuclear Physics A*, 439(3) :510 – 534, 1985.
- [Mos55] S. A. Moszkowski. Particle states in spheroidal nuclei. *Phys. Rev.*, 99 :803–809, Aug 1955.
- [Mut13] P. Mutti, A. Blanc, G. De France, M. Jentschell, U. Koester, E. Ruiz Martinez, G. Simpson, T. Soldner, C. Ur, and W. Urban. A trigger-less acquisition system for the *EXILL* large ge detectors arrays. *Proc. of the ANNIMA Conference*, 2013.
- [Nil55] S. Nilsson. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab*, 29, 1955.
- [NND] National nuclear data center. www.nndc.bnl.gov.
- [Nol94] P. Nolan, F. Beck, and D. Fossan. Large arrays of escape-suppressed gamma-ray detectors. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 44 :561–607, 1994.
- [NuD] Nudat 2.6. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reColor.jsp?newColor=dm>.
- [Orl06] R. Orlandi, A. G. Smith, D. Patel, G. S. Simpson, R. M. Wall, J. F. Smith, O. J. Onakanmi, I. Ahmad, J. P. Greene, M. P. Carpenter, T. Lauritsen, C. J. Lister, R. V. F. Janssens, F. G. Kondev, D. Seweryniak, B. J. P. Gall, O. Dorveaux, and A. E. Stuchbery. Single-particle and collective degrees of freedom in ^{101}Zr and $^{103,105}\text{Mo}$. *Phys. Rev. C*, 73 :054310, May 2006.
- [Pin05] J. A. Pinston, J. Genevey, R. Orlandi, A. Scherillo, G. S. Simpson, I. Tsekhanovich, W. Urban, H. Faust, and N. Warr. Shape coexistence in the very neutron-rich odd-odd ^{96}Rb . *Phys. Rev. C*, 71 :064327, Jun 2005.
- [Pin06] J. A. Pinston, W. Urban, C. Droste, T. Rzača-Urban, J. Genevey, G. Simpson, J. L. Durell, A. G. Smith, B. J. Varley, and I. Ahmad. Triaxiality in ^{105}Mo and ^{107}Mo from the low to intermediate spin region. *Phys. Rev. C*, 74 :064304, Dec 2006.

- [Por09] M.-G. Porquet, A. Astier, T. Venkova, A. Prévost, I. Deloncle, F. Azaiez, A. Buta, D. Curien, O. Dorvaux, G. Duchêne, B. Gall, F. Khalfallah, I. Piqueras, M. Rousseau, M. Meyer, N. Redon, O. Stézowski, R. Lucas, and A. Bogachev. High-spin excitations of $^{81,82,83,85}\text{Se}$: Competing single-particle and collective structures around $N = 50$. *The European Physical Journal A*, 39(3) :295–306, 2009.
- [Por11] M.-G. Porquet, A. Astier, D. Verney, T. Venkova, I. Deloncle, F. Azaiez, A. Buta, D. Curien, O. Dorvaux, G. Duchêne, B. J. P. Gall, F. Khalfallah, I. Piqueras, M. Rousseau, M. Meyer, N. Redon, O. Stézowski, and A. Bogachev. Medium-spin states in neutron-rich ^{83}As and ^{81}As . *Phys. Rev. C*, 84 :054305, Nov 2011.
- [Pré04] A. Prévost, M. Porquet, A. Astier, I. Deloncle, F. Azaiez, A. Buta, D. Curien, O. Dorvaux, G. Duchêne, B. Gall, F. Khalfallah, I. Piqueras, M. Rousseau, M. Meyer, N. Redon, O. Stézowski, T. Venkova, R. Lucas, and A. Bogachev. Medium-spin excitations of the neutron-rich ^{84}Se isotope : Possible decrease in energy of the $N = 50$ neutron-core excitation. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 22(3) :391–395, 2004.
- [RA93] C. Rossi Alvarez. The *GASP* array. *Nuclear Physics News*, 3(3), 1993.
- [Rad] Radware. radware.phy.ornl.gov/main.html.
- [Rad95] D. Radford. ESCL8R and LEVIT8R : Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 361(1 - 2) :297 – 305, 1995.
- [Rah08] P. Rahkila. Grain - A Java data analysis system for Total Data Readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 595(3) :637 – 642, 2008.
- [RG10a] R. Rodriguez-Guzman, P. Sarriguren, L. Robledo, and S. Perez-Martin. Charge radii and structural evolution in Sr, Zr, and Mo isotopes. *Physics Letters B*, 691(4) :202 – 207, 2010.
- [RG10b] R. Rodriguez-Guzman, P. Sarriguren, and L. M. Robledo. Systematics of one-quasiparticle configurations in neutron-rich odd Sr, Zr, and Mo isotopes with the Gogny energy density functional. *Phys. Rev. C*, 82 :044318, Oct 2010.
- [RG11] R. Rodriguez-Guzman, P. Sarriguren, and L. M. Robledo. Shape evolution in yttrium and niobium neutron-rich isotopes. *Phys. Rev. C*, 83 :044307, Apr 2011.
- [RU00] T. Rząca-Urban, W. Urban, A. Kaczor, J. Durell, M. Leddy, M. Jones, W. Phillips, A. Smith, B. Varley, I. Ahmad, L. Morss, M. Bentaleb, E. Lubkiewicz, and N. Schulz. Shapes of the neutron-rich $^{88-94}\text{Kr}$ nuclei. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 9(2) :165–169, 2000.

- [RU07] T. Rzača-Urban, W. Urban, J. L. Durell, A. G. Smith, and I. Ahmad. New excited states in ^{82}Ge : Possible weakening of the $n = 50$ closed shell. *Phys. Rev. C*, 76 :027302, Aug 2007.
- [Rub01] V. Rubchenya, W. Trzaska, D. Vakhtin, J. Aysto, P. Dendooven, S. Hankonen, A. Jokinen, Z. Radivojevic, J. Wang, I. Alkhazov, A. Evsenin, S. Khlebnikov, A. Kuznetsov, V. Lyapin, O. Osetrov, G. Tiourin, A. Aleksandrov, and Y. Penionzhkevich. Neutron and fragment yields in proton-induced fission of ^{238}U at intermediate energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 463(3) :653 – 662, 2001. Accelerator driven systems.
- [Rub13] J. Rubert. *De la production d'un faisceau isotopique de ^{50}Ti à la première spectroscopie prompt d'un noyau superlourd, le $^{256}\text{Rf}(Z = 104)$* . Ph.D. thesis, Université de Strasbourg, Juin 2013.
- [Rud13] M. Rudigier, G. S. Simpson, J. M. Daugas, A. Blazhev, C. Fransen, G. Gey, M. Hackstein, J. Jolie, U. Koster, T. Malkiewicz, T. Materna, M. Pfeiffer, M. Ramdhane, J.-M. Régis, W. Rother, T. Thomas, N. Warr, D. Wilmsen, J. Le Bloas, and N. Pillet. Delayed γ -ray and conversion-electron spectroscopy of $A=97$ fission fragments. *Phys. Rev. C*, 87 :064317, Jun 2013.
- [Rut11] E. Rutherford. *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, volume 21. 1911.
- [Sah12] E. Sahin, G. de Angelis, G. Duchêne, T. Faul, A. Gadea, A. Lisetskiy, D. Ackermann, A. Algora, S. Aydin, F. Azaiez, D. Bazzacco, G. Benzoni, M. Bostan, T. Byrski, I. Celikovic, R. Chapman, L. Corradi, S. Courtin, D. Curien, U. D. Pramanik, F. Didierjean, O. Dorvaux, M. Erduran, S. Erturk, E. Farnea, E. Fiorretto, G. de France, S. Franchoo, B. Gall, A. Gottardo, B. Guiot, F. Haas, F. Ibrahim, E. Ince, A. Khouaja, A. Kusoglu, G. L. Rana, M. Labiche, D. Lebertz, S. Lenzi, S. Leoni, S. Lunardi, P. Mason, D. Mengoni, C. Michelagnoli, V. Modamio, G. Montagnoli, D. Montanari, R. Moro, B. Mouginot, D. Napoli, D. O'Donnell, J. Oliveira, J. Ollier, R. Orlandi, G. Pollaro, F. Recchia, J. Robin, M.-D. Salsac, F. Scarlassara, R. Singh, R. Silvestri, J. Smith, I. Stefan, A. Stefanini, K. Subotic, S. Szilner, D. Tonev, D. Torres, M. Trotta, P. Ujic, C. Ur, J. Valiente-Dobón, D. Verney, M. Yalcinkaya, P. Wady, K. Wiedemann, and K. Zuber. Structure of the $N = 50$ As, Ge, Ga nuclei. *Nuclear Physics A*, 893(0) :1 – 12, 2012.
- [Sem] P. Semmes and I. Ragnarsson. *The Particle plus Triaxial Model*.
- [Sie09] K. Sieja, F. Nowacki, K. Langanke, and G. Martinez-Pinedo. Shell model description of zirconium isotopes. *Phys. Rev. C*, 79 :064310, Jun 2009.

- [Sim97] J. Simpson. *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and Nuclei*, 358 :139, 1997.
- [Sim00] J. Simpson, F. Azaiez, G. deFrance, J. Fouan, J. Gerl, R. Julin, W. Korten, P. Nolan, B. Nyako, G. Sletten, P. Walker, and the EXOGAM Collaboration. The *EXOGAM* array : a radioactive beam gamma-ray spectrometer. *APH N.S., Heavy Ion Physics*, 11 :159–188, 2000.
- [Sim07] G. Simpson, J. Genevey, J. A. Pinston, U. Koster, R. Orlandi, A. Scherillo, and I. A. Tsekhanovich. Excitation energy and deformation of the $1/2 + [431]$ intruder band in ^{107}Tc . *Phys. Rev. C*, 75 :027301, Feb 2007.
- [Sim10] G. Simpson, T. Malkiewicz, M. Ramdhane, J. Pinston, G. Thiamova, T. Grahn, P. Greenless, K. Hauschild, A. Herzan, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, A. Lopez-Martens, P. Nieminen, P. Peura, P. Rahkila, S. Rinta-Antila, P. Ruotsalainen, M. Sandzelius, J. Saren, C. Scholey, J. Sorri, and J. Uusitalo. Prompt gamma-ray spectroscopy of neutron-rich nuclei of the mass 115-130 and 80 regions. *Proposal*, 2010.
- [Sim13] G. Simpson, H. Ueno, J.-M. Daugas, T. Kubo, D. Kameda, Y. Ishibashi, K. Imamura, N. Inabe, N. Fukuda, H. Takeda, H. Suzuki, M. Ramdhane, F. Drouet, G. Gey, A. Vancraeynest, and G. Georgiev. Magnetic moments of the microsecond isomeric states of $^{96,97}\text{Rb}$. *Proposal RIBF NP-PAC-12*, 2013.
- [Sin03] B. Singh and Z. Hu. Nuclear data sheets for $a = 98$. *Nuclear Data Sheets*, 98(2) :335 – 513, 2003.
- [Ska97] J. Skalski, S. Mizutori, and W. Nazarewicz. Equilibrium shapes and high-spin properties of the neutron-rich A near 100 nuclei. *Nuclear Physics A*, 617(3) :282 – 315, 1997.
- [Smi09] N. Smirnova. Shell structure evolution and effective in-medium nn interaction. *Ecole Joliot Curie*, 2009.
- [Sol76] V. Soloviev. *Theory of complex nuclei*. Pergamon Press, 1976.
- [Sri13] P. Srivastava and M. Ermamatov. Comparison of shell model results for even-even isotopes. *Physica Scripta*, 88(4) :045201, 2013.
- [Ste00] E. Stefanova, T. Kutsarova, I. Deloncle, M.-G. Porquet, M. Grinberg, E. Gueorguieva, T. Venkova, A. Minkova, F. Azaiez, S. Bouneau, C. Bourgeois, J. Duprat, B. Gall, C. Gautherin, F. Hoellinger, R. Lucas, H. Sergolle, N. Schulz, A. Wilson, and C. Stoyanov. High-spin states of $^{88}_{38}\text{Zr}_{50}$: breaking of the neutron core. *Nuclear Physics A*, 669(1-2) :14 – 26, 2000.
- [Ste02] A. Stefanini, L. Corradi, G. Maron, A. Pisent, M. Trotta, A. Vinodkumar, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, G. Segato, A. D. Rosa, G. Inglima, D. Pierroutsakou, M. Romoli, M. Sandoli, G. Pollarolo, and A. Latina. The heavy-ion

- magnetic spectrometer *PRISMA*. *Nuclear Physics A*, 701(1-4) :217 – 221, 2002. 5th International Conference on Radioactive Nuclear Beams.
- [Thi13] G. Thiamova. Cours de physique nucléaire avancée. 2013.
- [Tho04] J. Thomson. *XXIV On the structure of the atom : an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle ; with application of the results to the theory of atomic structure*. *Philosophical Magazine Series 6*, 7(39) :237–265, 1904.
- [Tho06] J. Thomson. *In recognition of the great merits of his theoretical and experimental investigations on the conduction of electricity by gases*. 1906.
- [Urb01] W. Urban, J. Durell, A. Smith, W. Phillips, M. Jones, B. Varley, T. Rzaïšca-Urban, I. Ahmad, L. Morss, M. Bentaleb, and N. Schulz. Medium-spin structure of $^{96,97}\text{Sr}$ and $^{98,99}\text{Zr}$ nuclei and the onset of deformation in the a near 100 region. *Nuclear Physics A*, 689(3-4) :605 – 630, 2001.
- [Urb03] W. Urban, J. Pinston, T. Rzaïšca-Urban, A. Zlomaniec, G. Simpson, J. Durell, W. Phillips, A. Smith, B. Varley, I. Ahmad, and N. Schulz. First observation of the $\frac{1}{2}9/2[404]$ orbital in the $A \approx 100$ mass region. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 16(1) :11–15, 2003.
- [Urb09] W. Urban, J. A. Pinston, T. Rzaïšca-Urban, E. Wolska, J. Genevey, G. S. Simpson, A. G. Smith, J. L. Durell, B. Varley, and I. Ahmad. Mapping neutron levels in the A near100 region : The $\nu 3/2+ [411]$ band in ^{103}Zr . *Phys. Rev. C*, 79 :067301, Jun 2009.
- [Van10] A. Vancraeyenest. *Résultats et simulation en spectroscopie gamma des noyaux déformés : cas des noyaux isomériques et tétraédriques*. Ph.D. thesis, Université de Lyon, Université C. Bernard Lyon1, Octobre 2010.
- [Van13] A. Vancraeyenest, G. Simpson, G. Gey, P. Greenlees, F. Drouet, G. Kessedjian, T. Malkiewicz, M. Ramdhane, C. Sage, G. Thiamova, T. Grahn, K. Hauschild, A. Herzan, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, A. Lopez-Martens, P. Nieminen, P. Peura, P. Rahkila, S. Rinta-Antila, P. Ruotsalainen, M. Sandzelius, J. Saren, C. Scholey, J. Sorri, and J. Uusitalo. Prompt gamma-ray spectroscopy of the neutron-rich ^{124}Cd . *EPJ Web of Conferences*, 62, 2013.
- [VdW07] J. Van de Walle, F. Aksouh, F. Ames, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, J. Cederkäll, E. Clément, T. E. Cocolios, T. Davinson, P. Delahaye, J. Eberth, A. Ekström, D. V. Fedorov, V. N. Fedosseev, L. M. Fraile, S. Franchoo, R. Gernhauser, G. Georgiev, D. Habs, K. Heyde, G. Huber, M. Huyse, F. Ibrahim, O. Ivanov, J. Iwanicki, J. Jolie, O. Kester, U. Köster, T. Kröll, R. Krücken, M. Lauer, A. F. Lisetskiy, R. Lutter, B. A. Marsh, P. Mayet, O. Niedermaier, T. Nilsson,

- M. Pantea, O. Perru, R. Raabe, P. Reiter, M. Sawicka, H. Scheit, G. Schrieder, D. Schwalm, M. D. Seliverstov, T. Sieber, G. Sletten, N. Smirnova, M. Stanoiu, I. Stefanescu, J.-C. Thomas, J. J. Valiente-Dobón, P. Van Duppen, D. Verney, D. Voulot, N. Warr, D. Weisshaar, F. Wenander, B. H. Wolf, and M. Zielińska. Coulomb excitation of neutron-rich zn isotopes : First observation of the 2_1^+ state in ^{80}Zn . *Phys. Rev. Lett.*, 99 :142501, Oct 2007.
- [Wei35] C. Weizsäcker. Zur theorie der kernmassen. *Zeitschrift fur Physik*, 96(7-8) :431–458, 1935.
- [Win88] J. A. Winger, J. C. Hill, F. K. Wohn, R. L. Gill, X. Ji, and B. H. Wildenthal. Test of the singly magic character of the $N = 50$ isotone ^{83}As populated in ^{83}Ge decay. *Phys. Rev. C*, 38 :285–294, Jul 1988.
- [Win93] G. Winter, R. Schwengner, J. Reif, H. Prade, L. Funke, R. Wirowski, N. Nicolay, A. Dewald, P. von Brentano, H. Grawe, and R. Schubart. Study of excited states in ^{85}Kr and ^{86}Kr : Evidence for neutron-core excitations in the $N = 50$ nucleus ^{86}Kr . *Phys. Rev. C*, 48 :1010–1019, Sep 1993.
- [Win94] G. Winter, R. Schwengner, J. Reif, H. Prade, J. Döring, R. Wirowski, N. Nicolay, P. von Brentano, H. Grawe, and R. Schubart. Excited states built on the 6^- isomer in $^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$. *Phys. Rev. C*, 49 :2427–2439, May 1994.
- [XCO] Xcom. <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>.
- [Yam67] T. Yamazaki. Nuclear data sheets. *Nuclear Data Sheets*, 3(1), 1967.
- [Zha04] Y. H. Zhang, Z. Podolyák, G. d. Angelis, A. Gadea, C. Ur, S. Lunardi, N. Marginean, C. Rusu, R. Schwengner, T. Kröll, D. R. Napoli, R. Menegazzo, D. Baz-zacco, E. Farnea, S. Lenzi, T. Martinez, M. Axiotis, D. Tonev, W. Gelletly, S. Langdown, P. H. Regan, J. J. Valiente Dobon, W. von Oertzen, B. Rubio, B. Quintana, N. Medina, R. Broda, D. Bucurescu, M. Ionescu-Bujor, and A. Iordachescu. Stability of the $N=50$ shell gap in the neutron-rich rb, br, se and ge isotones. *Phys. Rev. C*, 70 :024301, Aug 2004.
- [Zwa85] D. Zwarts. Ritsschil, a new program for shell-model calculations. *Computer Physics Communications*, 38(3) :365 – 388, 1985.

Résumé

Le travail présenté dans ce manuscrit regroupe quatre études par spectroscopie γ de quatre noyaux produits par une réaction de fission induite par protons de 25 MeV, sur une cible épaisse d' ^{238}U . Cette expérience a été menée au JYFL à Jyväskylä auprès du multi-détecteur JUROGAM II. Dans ce manuscrit l'étude spectroscopique détaillée des noyaux : $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As et ^{98}Y a été menée. Les trois premiers noyaux sont des noyaux sphériques se situant au voisinage de la couche magique $N = 50$. Leurs études peuvent permettre de mieux aborder l'évolution du gap de cette couche, mais aussi d'améliorer les interactions utilisées dans les calculs de modèle en couches permettant de reproduire leurs comportements. Huit nouvelles transitions ont pu être assignées à ces noyaux, ces résultats expérimentaux sont relativement bien en accord avec les calculs de modèle en couches effectués. Le noyau ^{98}Y est un noyau possédant une coexistence de formes nucléaires. Alors que les états d'énergies inférieures à 500 keV ont une configuration sphérique, les états situés au dessus sont déformés. Cinq nouvelles transitions ont été déterminées et ajoutées au schéma de niveaux existant, et deux calculs utilisant deux modèles collectifs ont été réalisés. Le premier utilisant le modèle GICM reproduit le comportement des états au dessous de 500 keV et le deuxième QPRM reproduit les états prolate déformés, et permettant l'assignation d'un comportement sphérique à l'isomère (10^-).

Abstract

The work presented in this thesis includes four γ -ray spectroscopy studies of four nuclei produced by fission induced by 25 MeV protons, on a thick target of ^{238}U . This experiment was realized at JYFL in Jyväskylä with the multi-detector JUROGAM II. In this manuscript a detailed spectroscopic study of nuclei : $^{84,86}\text{Se}$, ^{83}As and ^{98}Y was performed. The first three nuclei are spherical and they are on or adjacent to the $N = 50$ shell closure. Their studies provide a better understanding of the possible decrease in energy of this shell closure, and also of the interactions used in shell-model calculations. Eight new transitions have been assigned to these nuclei and these experimental results are in a relatively good agreement with the shell-model calculations. In the nucleus ^{98}Y a coexistence of nuclear shapes is observed. While the low-energy states below 500 keV have a spherical configuration, higher lying states are deformed. Five new transitions were discovered and added to the existing levels scheme, and two calculations using two collective models have been made. The first set of calculations has used the GICM model to reproduce the behavior of states below 500 keV and the second set of calculations has used QPRM to reproduce the prolate deformed states, and permitted the assignment of a spherical shape to the isomer (10^-).